


LELAND·STANFORD·JVNIOR·VNIVERSITY



Physikalische Zeitschrift

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Professor Dr. **M. Abraham,** Professor Dr. **L. Ambronn,** Professor Dr. **H. Boruttau,** Professor Dr. **E. Bose,** Professor Dr. **A. Coehn,** Professor Dr. **Th. Des Coudres,** Professor Dr. **W. Kaufmann,** Professor Dr. **H. Lorenz,** Professor Dr. **E. Meyer,** Professor Dr. **L. Rhumbler,** Professor Dr. **K. Schaum,** Professor Dr. **G. C. Schmidt,** Professor Dr. **K. Schwarzschild,** Professor Dr. **E. Wiechert,** Professor Dr. **E. Zermelo.**

Herausgegeben von

Dr. E. RIECKE
o. ö. Professor an der Universität Göttingen.

und

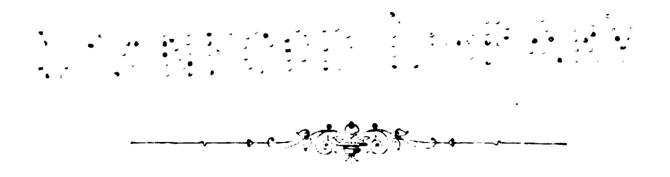
Dr. H. TH. SIMON
o. ö. Professor an der Universität Göttingen.

Redaktion: Professor Dr. **F. KRÜGER** in Danzig-Langfuhr.

ZEHNTER JAHRGANG.

1909.

Mit sechsundzwanzig Tafeln.



Leipzig,
Verlag von S. Hirzel.
1909.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 1. 1. Januar 1909. 10. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 2 am 11. Januar 1909.

INHALT:

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Eine elektrische Methode, die von radioaktiven Substanzen ausgesandten α-Teilchen zu zählen.[1])

Von E. Rutherford und H. Geiger.

Die Zahl der α-Teilchen, die pro Sekunde von einem Gramm Radium ausgesandt werden, hat E. Rutherford[2]) bereits in der Weise bestimmt, daß er die Ladung maß, die von den α-Teilchen einer bekannten Menge Radium mitgeführt wird. Unter der Annahme, daß die Ladung E eines jeden α-Teilchens ebenso groß ist wie die eines Ions, nämlich gleich $3{,}4 \times 10^{-10}$ E. S. E., berechnet sich die Zahl der pro Gramm und Sekunde von Radium im Zustande der Minimalaktivität ausgesandten α-Teilchen zu $6{,}2 \times 10^{10}$. Befindet sich das Radium im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten, so ist die Zahl viermal so groß. Später sah man sich jedoch veranlaßt[3]), die Ladung eines α-Teilchens statt zu e zu $2e$ anzunehmen; denn nur so ließ sich in befriedigender Weise der für $\frac{E}{M}$ experimentell gefundene Wert in Einklang bringen mit der Vorstellung, daß das α-Teilchen ein Heliumatom ist. Unter dieser Voraussetzung $[E = 2e]$ ist die Zahl der von einem Gramm Radium ausgesandten α-Teilchen nur halb so groß als oben angegeben.

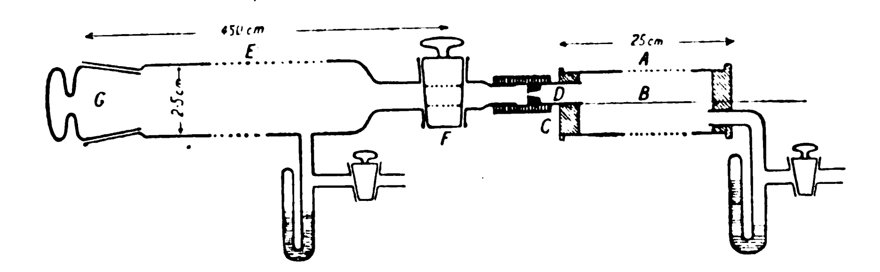
Wie wertvoll es wäre, wenn die Zahl der α-Teilchen auf direktem Wege, d. h. ohne eine Annahme über ihre Ladung, bestimmt werden könnte, ist leicht ersichtlich. Es ließe sich nämlich dann, außer einer Reihe anderer radioaktiver Konstanten, auch die Ladung E eines α-Teilchens mit Sicherheit bestimmen. Damit wäre man wohl auch in der Lage zu entscheiden, ob diese Ladung der einfachen oder doppelten Ionenladung entspricht und das würde weiterhin zur Lösung der so vielfach erörterten Frage führen, ob nämlich das α-Teilchen ein Heliumatom ist oder nicht.

Wir gehen nun dazu über, die Methoden zu besprechen, die zu einer direkten Zählung der α-Teilchen geeignet erscheinen könnten. Bekanntlich erzeugen die α-Teilchen beim Auftreffen auf einen Zinksulfidschirm Szintillationen. Die Zahl dieser Szintillationen zu bestimmen wäre an sich nicht mit besonderen Schwierigkeiten verknüpft. Doch ist es sehr zweifelhaft, ob jedes einzelne α-Teilchen wirklich eine Szintillation hervorruft, besonders wenn man beachtet, wie schwierig es ist, einen völlig homogenen Schirm herzustellen. Nur dann ließe sich eine zuverlässige Zählung auf diese Weise durchführen, wenn man mittels einer unabhängigen Methode zeigen könnte, daß die Zahl der Szintillationen wirklich der Zahl der auftreffenden α-Teilchen entspricht. Auf einige diesbezügliche Versuche kommen wir zurück.

Eine weitere Methode, ein einzelnes α-Teilchen nachzuweisen wäre die, die Ionisation zu messen, die ein solches Teilchen beim Durchgang durch ein Gas erzeugt. Freilich ist dieser Effekt äußerst klein und einige orientierende Versuche mit einem besonders empfindlichen Elektroskope zeigten uns, daß die Durchführung einer Zählung der α-Teilchen nach dieser Methode mit großen experimentellen Schwierigkeiten verbunden wäre.

Die Methode, die schließlich die Durchführung einer exakten Zählung ermöglichte, beruhte im wesentlichen darauf, daß der elektrische Effekt, den ein einzelnes α-Teilchen beim Durchgang durch ein Gas erzeugt, gewissermaßen automatisch ganz beträchtlich vergrößert wurde.

1) Auszug aus der in den Proc. Roy. Soc. A. 81, 141–161, 1908 veröffentlichten Arbeit.
2) Phil. Mag., Aug. 1905.
3) E. Rutherford, Phil. Mag., Oktober 1906.



Diese Vergrößerung ging in der Weise vor sich, daß die primär von einem α-Teilchen erzeugten Ionen neue Ionen in großer Zahl durch Ionenstoß erzeugten. Die speziellen Bedingungen, unter denen neue Ionen durch Ionenstoß erzeugt werden, sind von Townsend[1]) in einer Reihe von Arbeiten eingehend untersucht worden. Wesentlich ist, daß die Ionen sich in einem Gase von relativ geringem Drucke und unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes bewegen, dessen Intensität dem Entladungspotential nahe ist.

Versuchsanordnung. Die wesentlichsten Punkte der Versuchsanordnung mögen zunächst kurz hervorgehoben werden. Ein äußerst kleiner, aber genau bestimmbarer Bruchteil aller der von der Strahlungsquelle ausgehenden α-Teilchen trat durch ein Glimmerfenster in ein Gas von geringem Druck ein. Jedes eintretende α-Teilchen erzeugte auf seiner Bahn durch dieses Gas eine gewisse, relativ kleine Zahl von Ionen. Diese Ionen bewegten sich unter dem Einfluß eines starken elektrischen Feldes mit relativ großer Geschwindigkeit und jedes einzelne erzeugte durch Stoß einige tausend neuer Ionen. Die so erreichte Multiplikation des primären Effektes war ausreichend, um jedes in das Gas eintretende α-Teilchen ohne Schwierigkeiten mittels eines Elektrometers nachweisen zu können.

Der experimentelle Aufbau im einzelnen, wie er sich nach zahlreichen Vorversuchen als am günstigsten erwiesen hatte, ist aus der beistehenden Figur zu ersehen. Das Ionisationsgefäß A bestand aus einem etwa 20 cm langen und 1,7 cm weiten Messingzylinder. Ein 0,45 mm starker Draht war axial durch diesen Zylinder gespannt und in dieser Lage durch zwei Ebonitpfropfen gehalten. Das Rohr war bis auf einen Gasdruck von 2—5 cm Hg evakuiert. Der Draht war mit dem einen Quadrantenpaar eines Dolezalek-Elektrometers verbunden, der Zylinder stand in Verbindung mit dem negativen Pol einer Hochspannungsbatterie; der positive Pol dieser Batterie ging zur Erde. Die umgekehrte Schaltung erwies sich als weniger günstig. Einer der Ebonitpfropfen war exzentrisch durchbohrt und in die Bohrung war ein kurzes Glasrohr D eingekittet, das an seinem äußeren Ende durch ein kurzes Metallstück mit kreisförmiger, ca. 1,5 mm weiter Öffnung verschlossen war. Ein äußerst dünnes Glimmerblättchen war luftdicht über diese Öffnung gekittet und die α-Teilchen konnten dieses Fenster, da die Dicke nur etwa einem halben cm Luft entsprach, leicht durchdringen und so in den Ionisationszylinder A eintreten. Die radioaktive Substanz befand sich meist am äußersten Ende des 450 cm langen Glasrohres E. Dieses Rohr war unter Einschaltung des weitgebohrten Hahnes F mit dem Ansatzröhrchen D durch ein Stück Gummischlauch C luftdicht verbunden. Während der Versuche war das Rohr evakuiert.

Bei der Durchführung einer Messungsreihe wurde in folgender Weise verfahren. Zunächst wurde dem Ionisationszylinder A ein Radiumpräparat genähert, so daß unter dem Einfluß der γ-Strahlen ein Ionisationsstrom durch das Gas im Zylinder floß. Dann wurde die Intensität des elektrischen Feldes so lange gesteigert, bis dieser Ionisationsstrom sich durch Ionenstoß einige tausendmal vergrößerte. War eine befriedigende Vergrößerung erreicht, so wurde das Radiumpräparat wieder entfernt. Es zeigte sich aber dann, daß immer ein schwacher Strom durch den Zylinder floß, auch wenn alle radioaktiven Stoffe außer wirksame Entfernung gebracht waren. Dieser Strom bewirkte ein gleichmäßiges Wandern der Elektrometernadel. Um diese Bewegung auszuschalten, wurde ein radioaktiver Widerstand mit dem Elektrometer verbunden. Durch diesen konnte die dem Elektrometer zuströmende Ladung langsam wieder zur Erde abfließen. Es stellte sich so ein Gleichgewichtszustand ein und die Nadel kam in einer bestimmten Lage zur Ruhe. Diese Anordnung war für eine erfolgreiche Durchführung der Versuche von großer Wichtigkeit. Es wurden nämlich so alle Störungen infolge elektrostatischer Effekte wie auch alle Schwankungen in der Spannung der Batterie ausgeschaltet. Jede plötzliche Potentialschwankung des Elektrometers aber, etwa die, die durch den Eintritt eines α-Teilchens in den Ionisationszylinder veranlaßt war, machte sich durch eine plötzliche ballistische Bewegung der Nadel geltend. Die Ladung verschwand dann rasch wieder durch

1) Phil. Mag., Febr. 1901, June 1902, April 1903, Sept. und Nov. 1903.

den radioaktiven Widerstand und die Nadel war nach einigen Sekunden wieder in Ruhe in der früheren Gleichgewichtslage.

Die in dem evakuierten Glasrohr E befindliche Strahlenquelle war auf einem kleinen Eisenzylinder montiert und konnte so von außen im Rohre magnetisch verschoben werden. Bei geschlossenem Hahn F konnten keine α-Teilchen in den Ionisationszylinder eintreten. Es ließ sich so das Elektrometer auch während der Versuche stets auf Nullage und Stetigkeit prüfen. Wurde der Hahn geöffnet, so konnte eine gewisse Zahl der von dem Präparat fortgeschleuderten α-Teilchen durch die kleine, glimmerbedeckte Bohrung in den Ionisationszylinder eintreten. Der Bruchteil der eindringenden Teilchen hängt naturgemäß ab von der Größe dieser Bohrung sowie von dem Abstand und der Stärke des Präparates. Es erwies sich als zweckmäßig, diese Faktoren so zu regeln, daß etwa 3 bis 5 α-Teilchen in der Minute in den Zylinder eintraten. War die Zahl größer, so machte die Zählung Schwierigkeit, da die Nadel zwischen den einzelnen Ausschlägen nicht völlig zur Ruhe kam.

Die folgende Tabelle gibt ein typisches Beispiel einer Messungsreihe. Die Strahlenquelle war in diesem Falle ein kleines Blech von etwa $^1/_2$ cm^2 Oberfläche, auf dem sich eine beträchtliche Menge aktiven Niederschlags von Radiumemanation befand. Der Abstand dieser Strahlenquelle von dem Glimmerfenster betrug 350 cm und der Durchmesser des Fensters 1,23 mm. Eine befriedigende Vergrößerung des Effektes der α-Strahlen wurde erreicht, wenn die Potentialdifferenz zwischen dem Zylinder und dem axialen Draht 1320 Volt betrug. Dabei war der Zylinder mit Kohlensäure bis zu einem Druck von 4,2 cm *Hg* gefüllt.

Die Zahl der Elektrometerausschläge während 10 Minuten und die Größe der Ausschläge in Skalenteilen (1 Skt. = 2,5 mm) sind in der nachstehenden Tabelle wiedergegeben. Bemerkt muß werden, daß die Intensität der α-Strahlung während der Dauer des Versuches um 15 % abnahm.

	Zahl der Ausschläge	Größe der einzelnen Ausschläge in Skalenteilen
1. Minute	4	11, 12, 10, 11
2. „	3	10, 11, 8
3. „	5	10, 9, 13, 8, 12
4. „	4	18,* 8, 12
5. „	3	10, 6, 10
6. „	4	9, 10, 12, 11
7. „	2	10, 11
8. „	3	11, 13, 8
9. „	3	8, 20*
10. „	4	8, 12, 14, 6
Mittelwert per Min. = 3,5		Mittelwert = 10 Sktle.

Mit Ausnahme der beiden durch Sternchen bezeichneten Zahlen sind die Elektrometerausschläge immer nur durch den Eintritt je eines α-Teilchens in das Ionisationsgefäß veranlaßt. Nur die beiden großen Ausschläge von 18 und 20 Teilstrichen sind durch je zwei α-Teilchen, die in rascher Folge nacheinander eintraten, hervorgerufen. Derartig einander rasch folgende Teilchen zeigten sich zeitweilig. Sie sind aber immer mit Sicherheit erkennbar, schon an der Bewegung der Elektrometernadel, die den Doppelimpuls deutlich zum Ausdruck bringt, falls nur das Intervall zwischen den Teilchen nicht kleiner als etwa eine Sekunde ist.

Aus der Tabelle ersieht man, daß die Zahl der pro Minute eintretenden Teilchen wie auch die Intervalle zwischen dem Eintritt der einzelnen Teilchen innerhalb weiter Grenzen schwankte. Diese Schwankungen sind aus wahrscheinlichkeitstheoretischen Gründen zu erwarten und zeigten sich in Übereinstimmung mit den Berechnungen.

Bestimmung der Zahl der von Radium ausgesandten α-Teilchen.

Eine Reihe von Versuchen wurde nach der beschriebenen Methode durchgeführt, um die Zahl der pro Gramm und Sekunde von Radium ausgesandten Teilchen mit der größten erreichbaren Genauigkeit zu bestimmen. Die Anordnung entsprach der in der Figur wiedergegebenen Skizze. Ein Präparat, das homogene α-Strahlen lieferte, wurde in das Glasrohr E in geeigneten Abstand von dem Fenster gebracht. Die Zahl der α-Teilchen, die im Mittel pro Minute durch das Fenster eintraten, wurde durch Beobachtung der einzelnen Elektrometerausschläge bestimmt. Unter Berücksichtigung der Größe des Fensters und des Abstandes des Präparats vom Fenster berechnet sich dann in einfacher Weise die Gesamtzahl der von diesem Präparat ausgesandten α-Teilchen.

Nach einigen Vorversuchen mit dünnen Filmen von Radium benützten wir für die definitiven Messungen nur Radium C als Strahlungsquelle.

Setzt man einen Körper für drei Stunden der Einwirkung der Radiumemanation aus, so erreicht der radioaktive Niederschlag auf ihm einen maximalen Wert. 15 Minuten nach Entfernung der Emanation ist die Strahlung, die dem Produkt Radium A zuzuschreiben ist, so gut wie verschwunden und die Strahlung rührt dann ausschließlich von Radium C her. Unter dieser Bedingung haben die austretenden α-Teilchen alle dieselbe Geschwindigkeit und zwar besitzen sie in Luft eine Reichweite von 7 cm.

Radium C als Strahlungsquelle zu benützen, hat mancherlei Vorteile. Der Niederschlag besitzt eine äußerst geringe Dicke und seine Strah-

lungsintensität kann innerhalb sehr weiter Grenzen leicht variiert werden. Der wesentlichste Vorteil liegt aber darin, daß man ohne Schwierigkeit und mit großer Sicherheit quantitativ die vorhandene Menge radioaktiven Stoffes bestimmen kann. Die durchdringenden γ-Strahlen von Radium rühren bekanntlich ausschließlich von Radium *C* her. Wenn man daher die γ-Strahlung des radioaktiven Niederschlags mit der γ-Strahlung eines bekannten Radiumpräparats vergleicht, so kann man die vorhandene Menge von Radium *C* berechnen und zwar ausgedrückt in Milligrammen Radium, das sich in radioaktivem Gleichgewicht befindet[1]).

Die einzige Schwierigkeit, die sich bei der Verwendung von Radium *C* als Strahlungsquelle geltend macht, liegt in dem Umstand, daß die Strahlung von Radium *C* rasch abklingt. Sie fällt in etwa einer Stunde auf den halben ursprünglichen Wert und nach Verlauf von zwei Stunden beträgt sie nur noch 14 % des Anfangswertes.

Bei Durchführung eines Versuches wurde in folgender Weise verfahren. Man ließ zunächst den Körper, der als Strahlungsquelle dienen sollte, für wenigstens drei Stunden in Berührung mit der Emanation. Sofort nach Entfernung der Emanation wurde die vorhandene Menge Radium *C* mittels eines γ-Strahlen-Elektroskops, in der Weise wie oben beschrieben, auf das genaueste bestimmt. Dann wurde der Körper in das Glasrohr *E* gebracht und dieses evakuiert. Nach diesen Vorbereitungen konnte mit der eigentlichen Zählung begonnen werden und zwar wurden zunächst die Elektrometerausschläge während eines Zeitraumes von 10 Minuten gezählt. Nach Verlauf dieser Zeit wurde wieder die Intensität der γ-Strahlen bestimmt und zwar mittels eines besonderen Elektroskops, das längs des Glasrohrs *E* verschiebbar war. Danach wurden wieder für 10 Minuten die Elektrometerausschläge gezählt usf. War die Zahl dieser Ausschläge auf einen bis zwei per Minute gefallen, so wurde die Strahlungsquelle näher an das Fenster herangeschoben und die Messungen dann in derselben Weise wie zuerst fortgesetzt. Die Gesamtdauer einer derartigen Versuchsreihe betrug etwa zwei Stunden.

Aus folgender Tabelle sind die Resultate eines Versuchs zu ersehen, der für Radium *C* als Strahlenquelle durchgeführt war. Das Ionisationsgefäß war in diesem speziellen Falle mit Luft von 3,75 cm *Hg* Druck gefüllt und die Spannungsdifferenz, die zwischen dem axialen Draht und den ihn umgebenden Zylinder herrschte, betrug 1200 Volt. Der Durchmesser des Fensters, durch das die α-Teilchen eintraten, war 1,23 mm.

Abstand der Strahlungsquelle vom Fenster	Mittelwert der γ-Strahlenintensität der Strahlenquelle	Zahl der Elektrometer-Ausschläge während 10 Min.	Zahl der α-Teilchen pro Gramm und Sekunde
350 cm	0,309 mg *Ra*	45	$3{,}06 \times 10^{10}$
350 „	0,154 „	25	$3{,}33 \times 10^{10}$
350 „	0,11 „	16	$2{,}96 \times 10^{10}$
150 „	0,055 „	49	$3{,}43 \times 10^{10}$
150 „	0,032 „	25	$3{,}11 \times 10^{10}$

Mittelwert $3{,}18 \times 10^{10}$.

Die zweite Spalte der Tabelle gibt den jeweiligen Mittelwert der γ-Strahlung des aktiven Niederschlags und zwar ausgedrückt in Milligrammen reinen Radiums im Gleichgewicht. In der dritten Spalte ist jedesmal die Zahl der während 10 Minuten beobachteten Elektrometerausschläge eingetragen, und in Spalte 4 die hieraus berechnete Gesamtzahl Q_0 aller α-Teilchen, die von Radium *C* im Gleichgewicht mit einem Gramm Radium pro Sekunde ausgesandt werden. Die Berechnung dieser Zahl geschah in folgender Weise: Ist r der Abstand der Strahlenquelle von dem Fenster und A die Oberfläche dieses Fensters, so ist die Zahl der von der Strahlenquelle pro Sekunde ausgesandten α-Teilchen gegeben durch:

$$Q = \frac{4\pi r^2}{A} n,$$

wobei n die Zahl der pro Sekunde durch das Fenster dringenden α-Teilchen bedeutet. Ist ferner ϱ die γ-Strahlenintensität, bezogen auf 1 Gramm Radium, so ergibt sich die von einem Gramm ausgesandte Zahl von α-Teilchen Q_0 durch

$$Q_0 = \frac{Q}{\varrho} = \frac{4\pi r^2}{A} \cdot \frac{n}{\varrho},$$

n und ϱ werden durch die Versuche bestimmt und r und A sind bekannte Größen. Q_0 kann daher sofort gefunden werden. Diese so berechneten Werte sind in der vierten Spalte eingetragen und zeigen, inwieweit die einzelnen Messungen übereinstimmen. Eine besonders gute Übereinstimmung ist allerdings aus wahrscheinlichkeitstheoretischen Gründen gar nicht zu erwarten. Der Zahlenwert von $\frac{4\pi r^2}{A}$ für die ersten drei Messungen (Abstand 350 cm) war $1{,}25 \times 10^8$, d. h. unter 125000000 α-Teilchen gelangte im Mittel nur eines durch das Fenster in das Ionisationsgefäß.

Im Verlaufe der Versuche wurden, soweit es durchführbar war, alle die Annahmen, auf denen die Berechnung der Zahl der α-Teilchen beruht, geprüft. Es zeigte sich, daß die Zahl der beobachteten Elektrometerausschläge pro-

1) Das in diesen Versuchen als Standard dienende Präparat ist schon seit Jahren für diesen Zweck in Verwendung. Das Präparat besteht aus einem Teil des Radiums, das einen Wärmeeffekt von 110 gr-cal. per Stunde und Gramm ergeben hatte.

portional war der Größe des Fensters und der Intensität der Strahlenquelle, umgekehrt proportional dem Quadrate des Abstandes der Strahlenquelle. Druck und Art des im Ionisationsgefäß vorhandenen Gases, ebenso auch die Vergrößerung der Ionisation durch das elektrische Feld änderten die Zahl der beobachteten Ausschläge nicht.

Es konnte ferner nachgewiesen werden, daß die α-Teilchen gleichmäßig nach allen Richtungen ausgesandt werden. Dies folgte daraus, daß sich für die Gesamtzahl Q der vom Präparat ausgesandten Teilchen derselbe Wert ergab, unabhängig davon, ob die in den Ionisationszylinder eintretenden Teilchen die aktive Oberfläche nahezu tangential oder im rechten Winkel verließen.

In ganz ähnlicher Weise wie das oben angegebene Beispiel wurden sieben Messungsreihen ausgeführt. Aus den Mittelwerten Q_0, die die einzelnen Messungsreihen ergaben, wurde der Gesamtmittelwert in der Weise gebildet, daß den einzelnen Q_0 ein Gewicht entsprechend der Zahl der in dem speziellen Versuch gezählten α-Teilchen gegeben wurde. Es ergab sich so für den Gesamtmittelwert Q_0 $3{,}28 \times 10^{10}$. Diese Zahl benötigte noch eine Korrektur von 3 %, die dadurch bedingt war, daß einzelne α-Teilchen kurz nach Eintritt in das Ionisationsgefäß auf den axialen Draht auftrafen und infolge des relativ kleinen elektrischen Effektes nicht gezählt wurden. Der Wert von Q_0 wird unter Beachtung dieser Korrektur und auf die zweite Stelle abgerundet: $3{,}4 \times 10^{10}$.

Wir schließen also, daß im Mittel $3{,}4 \times 10^{10}$ α-Teilchen von Radium C, das sich im Gleichgewicht mit einem Gramm Radium befindet, ausgesandt werden. Dieselbe Zahl α-Teilchen wird von Radium selbst und eine viermal so große von Radium im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten ausgesandt. Es geht das mit Sicherheit aus den Versuchen von Bragg und Boltwood hervor.

Zählung der Szintillationen.

Es ist von Interesse, die Zahl der Szintillationen, die auf einem Zinksulfidschirm hervorgerufen werden, mit der Zahl der auftreffenden α-Teilchen zu vergleichen. Es läßt sich so entscheiden, ob jedes α-Teilchen wirklich eine Szintillation hervorruft.

Um den Vergleich auf möglichst direktem Wege durchzuführen, wurde die Versuchsanordnung ganz entsprechend der früheren gewählt. Die α-Teilchen der Strahlenquelle durchflogen wieder das evakuierte Rohr E und ein bekannter Bruchteil trat durch das Glimmerfenster nach außen. An Stelle des Ionisationsgefäßes war nun aber ein sorgfältig hergestellter Zinksulfidschirm dicht an dem Fenster angebracht. Als Strahlenquelle diente wieder Radium C und die Zahl der durch das Fenster auf den Schirm fallenden α-Teilchen wurde unter der Annahme von $Q_0 = 3{,}4 \times 10^{10}$ berechnet.

Die Zählung der Szintillationen wurde mit Hilfe eines Mikroskops bewerkstelligt. E. Regener[1]) hat kürzlich Zählungen von Szintillationen durchgeführt, die durch die α-Strahlen eines Poloniumpräparates hervorgerufen waren. Er erörtert in seiner Arbeit die günstigsten Bedingungen für die mikroskopische Beobachtung von Szintillationen und es waren uns diese Ausführungen bei der Durchführung unserer Versuche von großem Nutzen.

Unsere Zählversuche, die unter wechselnden Bedingungen und vor allem für verschiedene Intensitäten der Strahlungsquelle durchgeführt wurden, ergaben eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der Zahl der Szintillationen und der der Berechnung gemäß auftreffenden Zahl von α-Teilchen.

Wir haben somit zwei vollkommen verschiedene Methoden, ein einzelnes α-Teilchen nachzuweisen, nämlich eine elektrische und eine optische, und die übereinstimmenden Werte, die diese beiden Methoden für die Zahl der α-Teilchen lieferten, sind an sich schon ein Beweis für die Genauigkeit des erhaltenen Resultats.

Zusammenfassung der wesentlichsten Resultate.

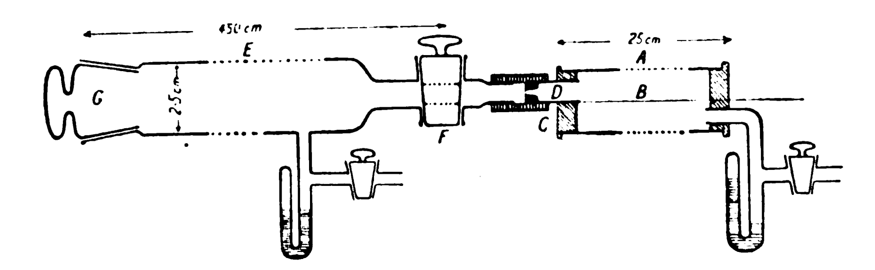
1. Unter Verwendung einer Multiplikationsmethode, beruhend auf der Eigenschaft der Ionen, unter gewissen Bedingungen neue Ionen durch Stoß zu erzeugen, kann der elektrische Effekt eines α-Teilchens genügend vergrößert werden, so daß er mittels eines Elektrometers leicht nachweisbar ist.

2. Die Größe des elektrischen Effektes, der durch ein α-Teilchen ausgelöst wird, hängt von der Intensität des elektrischen Feldes ab und kann innerhalb weiter Grenzen variiert werden.

3. Mittels der elektrischen Methode können die α-Teilchen von allen radioaktiven Substanzen, soweit sie solche aussenden, gezählt werden. (Es wurden durch spezielle Versuche die α-Teilchen von Uran, Thor, Radium und Aktinium nachgewiesen.)

4. Unter Benützung von Radium C als Strahlungsquelle wurde die Gesamtzahl der α-Teilchen, die pro Sekunde und Gramm von Radium ausgesandt werden, genau bestimmt. Befindet sich das Radium im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten, so ist diese Zahl für Radium selbst $3{,}4 \times 10^{10}$ und ebenso groß für jedes der drei α-Strahlen aussendenden Zerfallsprodukte.

1) Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. 10, 78, 1908.



Diese Vergrößerung ging in der Weise vor sich, daß die primär von einem α-Teilchen erzeugten Ionen neue Ionen in großer Zahl durch Ionenstoß erzeugten. Die speziellen Bedingungen, unter denen neue Ionen durch Ionenstoß erzeugt werden, sind von Townsend[1]) in einer Reihe von Arbeiten eingehend untersucht worden. Wesentlich ist, daß die Ionen sich in einem Gase von relativ geringem Drucke und unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes bewegen, dessen Intensität dem Entladungspotential nahe ist.

Versuchsanordnung. Die wesentlichsten Punkte der Versuchsanordnung mögen zunächst kurz hervorgehoben werden. Ein äußerst kleiner, aber genau bestimmbarer Bruchteil aller der von der Strahlungsquelle ausgehenden α-Teilchen trat durch ein Glimmerfenster in ein Gas von geringem Druck ein. Jedes eintretende α-Teilchen erzeugte auf seiner Bahn durch dieses Gas eine gewisse, relativ kleine Zahl von Ionen. Diese Ionen bewegten sich unter dem Einfluß eines starken elektrischen Feldes mit relativ großer Geschwindigkeit und jedes einzelne erzeugte durch Stoß einige tausend neuer Ionen. Die so erreichte Multiplikation des primären Effektes war ausreichend, um jedes in das Gas eintretende α-Teilchen ohne Schwierigkeiten mittels eines Elektrometers nachweisen zu können.

Der experimentelle Aufbau im einzelnen, wie er sich nach zahlreichen Vorversuchen als am günstigsten erwiesen hatte, ist aus der beistehenden Figur zu ersehen. Das Ionisationsgefäß A bestand aus einem etwa 20 cm langen und 1,7 cm weiten Messingzylinder. Ein 0,45 mm starker Draht war axial durch diesen Zylinder gespannt und in dieser Lage durch zwei Ebonitpfropfen gehalten. Das Rohr war bis auf einen Gasdruck von 2—5 cm Hg evakuiert. Der Draht war mit dem einen Quadrantenpaar eines Dolezalek-Elektrometers verbunden, der Zylinder stand in Verbindung mit dem negativen Pol einer Hochspannungsbatterie; der positive Pol dieser Batterie ging zur Erde. Die umgekehrte Schaltung erwies sich als weniger günstig. Einer der Ebonitpfropfen war exzentrisch durchbohrt und in die Bohrung war ein kurzes Glasrohr D eingekittet, das an seinem äußeren Ende durch ein kurzes Metallstück mit kreisförmiger, ca. 1,5 mm weiter Öffnung verschlossen war. Ein äußerst dünnes Glimmerblättchen war luftdicht über diese Öffnung gekittet und die α-Teilchen konnten dieses Fenster, da die Dicke nur etwa einem halben cm Luft entsprach, leicht durchdringen und so in den Ionisationszylinder A eintreten. Die radioaktive Substanz befand sich meist am äußersten Ende des 450 cm langen Glasrohres E. Dieses Rohr war unter Einschaltung des weitgebohrten Hahnes F mit dem Ansatzröhrchen D durch ein Stück Gummischlauch C luftdicht verbunden. Während der Versuche war das Rohr evakuiert.

Bei der Durchführung einer Messungsreihe wurde in folgender Weise verfahren. Zunächst wurde dem Ionisationszylinder A ein Radiumpräparat genähert, so daß unter dem Einfluß der γ-Strahlen ein Ionisationsstrom durch das Gas im Zylinder floß. Dann wurde die Intensität des elektrischen Feldes so lange gesteigert, bis dieser Ionisationsstrom sich durch Ionenstoß einige tausendmal vergrößerte. War eine befriedigende Vergrößerung erreicht, so wurde das Radiumpräparat wieder entfernt. Es zeigte sich aber dann, daß immer ein schwacher Strom durch den Zylinder floß, auch wenn alle radioaktiven Stoffe außer wirksame Entfernung gebracht waren. Dieser Strom bewirkte ein gleichmäßiges Wandern der Elektrometernadel. Um diese Bewegung auszuschalten, wurde ein radioaktiver Widerstand mit dem Elektrometer verbunden. Durch diesen konnte die dem Elektrometer zuströmende Ladung langsam wieder zur Erde abfließen. Es stellte sich so ein Gleichgewichtszustand ein und die Nadel kam in einer bestimmten Lage zur Ruhe. Diese Anordnung war für eine erfolgreiche Durchführung der Versuche von großer Wichtigkeit. Es wurden nämlich so alle Störungen infolge elektrostatischer Effekte wie auch alle Schwankungen in der Spannung der Batterie ausgeschaltet. Jede plötzliche Potentialschwankung des Elektrometers aber, etwa die, die durch den Eintritt eines α-Teilchens in den Ionisationszylinder veranlaßt war, machte sich durch eine plötzliche ballistische Bewegung der Nadel geltend. Die Ladung verschwand dann rasch wieder durch

1) Phil. Mag., Febr. 1901, June 1902, April 1903, Sept. und Nov. 1903.

den radioaktiven Widerstand und die Nadel war nach einigen Sekunden wieder in Ruhe in der früheren Gleichgewichtslage.

Die in dem evakuierten Glasrohr E befindliche Strahlenquelle war auf einem kleinen Eisenzylinder montiert und konnte so von außen im Rohre magnetisch verschoben werden. Bei geschlossenem Hahn F konnten keine α-Teilchen in den Ionisationszylinder eintreten. Es ließ sich so das Elektrometer auch während der Versuche stets auf Nullage und Stetigkeit prüfen. Wurde der Hahn geöffnet, so konnte eine gewisse Zahl der von dem Präparat fortgeschleuderten α-Teilchen durch die kleine, glimmerbedeckte Bohrung in den Ionisationszylinder eintreten. Der Bruchteil der eindringenden Teilchen hängt naturgemäß ab von der Größe dieser Bohrung sowie von dem Abstand und der Stärke des Präparates. Es erwies sich als zweckmäßig, diese Faktoren so zu regeln, daß etwa 3 bis 5 α-Teilchen in der Minute in den Zylinder eintraten. War die Zahl größer, so machte die Zählung Schwierigkeit, da die Nadel zwischen den einzelnen Ausschlägen nicht völlig zur Ruhe kam.

Die folgende Tabelle gibt ein typisches Beispiel einer Messungsreihe. Die Strahlenquelle war in diesem Falle ein kleines Blech von etwa $^1/_2$ cm^2 Oberfläche, auf dem sich eine beträchtliche Menge aktiven Niederschlags von Radiumemanation befand. Der Abstand dieser Strahlenquelle von dem Glimmerfenster betrug 350 cm und der Durchmesser des Fensters 1,23 mm. Eine befriedigende Vergrößerung des Effektes der α-Strahlen wurde erreicht, wenn die Potentialdifferenz zwischen dem Zylinder und dem axialen Draht 1320 Volt betrug. Dabei war der Zylinder mit Kohlensäure bis zu einem Druck von 4,2 cm Hg gefüllt.

Die Zahl der Elektrometerausschläge während 10 Minuten und die Größe der Ausschläge in Skalenteilen (1 Skt. = 2,5 mm) sind in der nachstehenden Tabelle wiedergegeben. Bemerkt muß werden, daß die Intensität der α-Strahlung während der Dauer des Versuches um 15 % abnahm.

	Zahl der Ausschläge	Größe der einzelnen Ausschläge in Skalenteilen
1. Minute	4	11, 12, 10, 11
2. „	3	10, 11, 8
3. „	5	10, 9, 13, 8, 12
4. „	4	18,* 8, 12
5. „	3	10, 6, 10
6. „	4	9, 10, 12, 11
7. „	2	10, 11
8. „	3	11, 13, 8
9. „	3	8, 20*
10. „	4	8, 12, 14, 6
Mittelwert per Min. = 3,5		Mittelwert = 10 Sktle.

Mit Ausnahme der beiden durch Sternchen bezeichneten Zahlen sind die Elektrometerausschläge immer nur durch den Eintritt je eines α-Teilchens in das Ionisationsgefäß veranlaßt. Nur die beiden großen Ausschläge von 18 und 20 Teilstrichen sind durch je zwei α-Teilchen, die in rascher Folge nacheinander eintraten, hervorgerufen. Derartig einander rasch folgende Teilchen zeigten sich zeitweilig. Sie sind aber immer mit Sicherheit erkennbar, schon an der Bewegung der Elektrometernadel, die den Doppelimpuls deutlich zum Ausdruck bringt, falls nur das Intervall zwischen den Teilchen nicht kleiner als etwa eine Sekunde ist.

Aus der Tabelle ersieht man, daß die Zahl der pro Minute eintretenden Teilchen wie auch die Intervalle zwischen dem Eintritt der einzelnen Teilchen innerhalb weiter Grenzen schwankte. Diese Schwankungen sind aus wahrscheinlichkeitstheoretischen Gründen zu erwarten und zeigten sich in Übereinstimmung mit den Berechnungen.

Bestimmung der Zahl der von Radium ausgesandten α-Teilchen.

Eine Reihe von Versuchen wurde nach der beschriebenen Methode durchgeführt, um die Zahl der pro Gramm und Sekunde von Radium ausgesandten Teilchen mit der größten erreichbaren Genauigkeit zu bestimmen. Die Anordnung entsprach der in der Figur wiedergegebenen Skizze. Ein Präparat, das homogene α-Strahlen lieferte, wurde in das Glasrohr E in geeigneten Abstand von dem Fenster gebracht. Die Zahl der α-Teilchen, die im Mittel pro Minute durch das Fenster eintraten, wurde durch Beobachtung der einzelnen Elektrometerausschläge bestimmt. Unter Berücksichtigung der Größe des Fensters und des Abstandes des Präparats vom Fenster berechnet sich dann in einfacher Weise die Gesamtzahl der von diesem Präparat ausgesandten α-Teilchen.

Nach einigen Vorversuchen mit dünnen Filmen von Radium benützten wir für die definitiven Messungen nur Radium C als Strahlungsquelle.

Setzt man einen Körper für drei Stunden der Einwirkung der Radiumemanation aus, so erreicht der radioaktive Niederschlag auf ihm einen maximalen Wert. 15 Minuten nach Entfernung der Emanation ist die Strahlung, die dem Produkt Radium A zuzuschreiben ist, so gut wie verschwunden und die Strahlung rührt dann ausschließlich von Radium C her. Unter dieser Bedingung haben die austretenden α-Teilchen alle dieselbe Geschwindigkeit und zwar besitzen sie in Luft eine Reichweite von 7 cm.

Radium C als Strahlungsquelle zu benützen, hat mancherlei Vorteile. Der Niederschlag besitzt eine äußerst geringe Dicke und seine Strah-

lungsintensität kann innerhalb sehr weiter Grenzen leicht variiert werden. Der wesentlichste Vorteil liegt aber darin, daß man ohne Schwierigkeit und mit großer Sicherheit quantitativ die vorhandene Menge radioaktiven Stoffes bestimmen kann. Die durchdringenden γ-Strahlen von Radium rühren bekanntlich ausschließlich von Radium C her. Wenn man daher die γ-Strahlung des radioaktiven Niederschlags mit der γ-Strahlung eines bekannten Radiumpräparats vergleicht, so kann man die vorhandene Menge von Radium C berechnen und zwar ausgedrückt in Milligrammen Radium, das sich in radioaktivem Gleichgewicht befindet[1]).

Die einzige Schwierigkeit, die sich bei der Verwendung von Radium C als Strahlungsquelle geltend macht, liegt in dem Umstand, daß die Strahlung von Radium C rasch abklingt. Sie fällt in etwa einer Stunde auf den halben ursprünglichen Wert und nach Verlauf von zwei Stunden beträgt sie nur noch 14% des Anfangswertes.

Bei Durchführung eines Versuches wurde in folgender Weise verfahren. Man ließ zunächst den Körper, der als Strahlungsquelle dienen sollte, für wenigstens drei Stunden in Berührung mit der Emanation. Sofort nach Entfernung der Emanation wurde die vorhandene Menge Radium C mittels eines γ-Strahlen-Elektroskops, in der Weise wie oben beschrieben, auf das genaueste bestimmt. Dann wurde der Körper in das Glasrohr E gebracht und dieses evakuiert. Nach diesen Vorbereitungen konnte mit der eigentlichen Zählung begonnen werden und zwar wurden zunächst die Elektrometerausschläge während eines Zeitraumes von 10 Minuten gezählt. Nach Verlauf dieser Zeit wurde wieder die Intensität der γ-Strahlen bestimmt und zwar mittels eines besonderen Elektroskops, das längs des Glasrohrs E verschiebbar war. Danach wurden wieder für 10 Minuten die Elektrometerausschläge gezählt usf. War die Zahl dieser Ausschläge auf einen bis zwei per Minute gefallen, so wurde die Strahlungsquelle näher an das Fenster herangeschoben und die Messungen dann in derselben Weise wie zuerst fortgesetzt. Die Gesamtdauer einer derartigen Versuchsreihe betrug etwa zwei Stunden.

Aus folgender Tabelle sind die Resultate eines Versuchs zu ersehen, der für Radium C als Strahlenquelle durchgeführt war. Das Ionisationsgefäß war in diesem speziellen Falle mit Luft von 3,75 cm Hg Druck gefüllt und die Spannungsdifferenz, die zwischen dem axialen Draht und den ihn umgebenden Zylinder herrschte, betrug 1200 Volt. Der Durchmesser des Fensters, durch das die α-Teilchen eintraten, war 1,23 mm.

Abstand der Strahlungsquelle vom Fenster	Mittelwert der γ-Strahlenintensität der Strahlenquelle	Zahl der Elektrometer-Ausschläge während 10 Min.	Zahl der α-Teilchen pro Gramm und Sekunde
350 cm	0,309 mg Ra	45	$3{,}06 \times 10^{10}$
350 „	0,154 „	25	$3{,}33 \times 10^{10}$
350 „	0,11 „	16	$2{,}96 \times 10^{10}$
150 „	0,055 „	49	$3{,}43 \times 10^{10}$
150 „	0,032 „	25	$3{,}11 \times 10^{10}$
		Mittelwert	$3{,}18 \times 10^{10}$.

Die zweite Spalte der Tabelle gibt den jeweiligen Mittelwert der γ-Strahlung des aktiven Niederschlags und zwar ausgedrückt in Milligrammen reinen Radiums im Gleichgewicht. In der dritten Spalte ist jedesmal die Zahl der während 10 Minuten beobachteten Elektrometerausschläge eingetragen, und in Spalte 4 die hieraus berechnete Gesamtzahl Q_0 aller α-Teilchen, die von Radium C im Gleichgewicht mit einem Gramm Radium pro Sekunde ausgesandt werden. Die Berechnung dieser Zahl geschah in folgender Weise: Ist r der Abstand der Strahlenquelle von dem Fenster und A die Oberfläche dieses Fensters, so ist die Zahl der von der Strahlenquelle pro Sekunde ausgesandten α-Teilchen gegeben durch:

$$Q = \frac{4\pi r^2}{A} n,$$

wobei n die Zahl der pro Sekunde durch das Fenster dringenden α-Teilchen bedeutet. Ist ferner ϱ die γ-Strahlenintensität, bezogen auf 1 Gramm Radium, so ergibt sich die von einem Gramm ausgesandte Zahl von α-Teilchen Q_0 durch

$$Q_0 = \frac{Q}{\varrho} = \frac{4\pi r^2}{A} \cdot \frac{n}{\varrho},$$

n und ϱ werden durch die Versuche bestimmt und r und A sind bekannte Größen. Q_0 kann daher sofort gefunden werden. Diese so berechneten Werte sind in der vierten Spalte eingetragen und zeigen, inwieweit die einzelnen Messungen übereinstimmen. Eine besonders gute Übereinstimmung ist allerdings aus wahrscheinlichkeitstheoretischen Gründen gar nicht zu erwarten. Der Zahlenwert von $\frac{4\pi r^2}{A}$ für die ersten drei Messungen (Abstand 350 cm) war $1{,}25 \times 10^8$, d. h. unter 125000000 α-Teilchen gelangte im Mittel nur eines durch das Fenster in das Ionisationsgefäß.

Im Verlaufe der Versuche wurden, soweit es durchführbar war, alle die Annahmen, auf denen die Berechnung der Zahl der α-Teilchen beruht, geprüft. Es zeigte sich, daß die Zahl der beobachteten Elektrometerausschläge pro-

1) Das in diesen Versuchen als Standard dienende Präparat ist schon seit Jahren für diesen Zweck in Verwendung. Das Präparat besteht aus einem Teil des Radiums, das einen Wärmeeffekt von 110 gr-cal. per Stunde und Gramm ergeben hatte.

portional war der Größe des Fensters und der Intensität der Strahlenquelle, umgekehrt proportional dem Quadrate des Abstandes der Strahlenquelle. Druck und Art des im Ionisationsgefäß vorhandenen Gases, ebenso auch die Vergrößerung der Ionisation durch das elektrische Feld änderten die Zahl der beobachteten Ausschläge nicht.

Es konnte ferner nachgewiesen werden, daß die α-Teilchen gleichmäßig nach allen Richtungen ausgesandt werden. Dies folgte daraus, daß sich für die Gesamtzahl Q der vom Präparat ausgesandten Teilchen derselbe Wert ergab, unabhängig davon, ob die in den Ionisationszylinder eintretenden Teilchen die aktive Oberfläche nahezu tangential oder im rechten Winkel verließen.

In ganz ähnlicher Weise wie das oben angegebene Beispiel wurden sieben Messungsreihen ausgeführt. Aus den Mittelwerten Q_0, die die einzelnen Messungsreihen ergaben, wurde der Gesamtmittelwert in der Weise gebildet, daß den einzelnen Q_0 ein Gewicht entsprechend der Zahl der in dem speziellen Versuch gezählten α-Teilchen gegeben wurde. Es ergab sich so für den Gesamtmittelwert Q_0 $3{,}28 \times 10^{10}$. Diese Zahl benötigte noch eine Korrektur von 3 %, die dadurch bedingt war, daß einzelne α-Teilchen kurz nach Eintritt in das Ionisationsgefäß auf den axialen Draht auftrafen und infolge des relativ kleinen elektrischen Effektes nicht gezählt wurden. Der Wert von Q_0 wird unter Beachtung dieser Korrektur und auf die zweite Stelle abgerundet: $3{,}4 \times 10^{10}$.

Wir schließen also, daß im Mittel $3{,}4 \times 10^{10}$ α-Teilchen von Radium C, das sich im Gleichgewicht mit einem Gramm Radium befindet, ausgesandt werden. Dieselbe Zahl α-Teilchen wird von Radium selbst und eine viermal so große von Radium im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten ausgesandt. Es geht das mit Sicherheit aus den Versuchen von Bragg und Boltwood hervor.

Zählung der Szintillationen.

Es ist von Interesse, die Zahl der Szintillationen, die auf einem Zinksulfidschirm hervorgerufen werden, mit der Zahl der auftreffenden α-Teilchen zu vergleichen. Es läßt sich so entscheiden, ob jedes α-Teilchen wirklich eine Szintillation hervorruft.

Um den Vergleich auf möglichst direktem Wege durchzuführen, wurde die Versuchsanordnung ganz entsprechend der früheren gewählt. Die α-Teilchen der Strahlenquelle durchflogen wieder das evakuierte Rohr E und ein bekannter Bruchteil trat durch das Glimmerfenster nach außen. An Stelle des Ionisationsgefäßes war nun aber ein sorgfältig hergestellter Zinksulfidschirm dicht an dem Fenster angebracht. Als Strahlenquelle diente wieder Radium C und die Zahl der durch das Fenster auf den Schirm fallenden α-Teilchen wurde unter der Annahme von $Q_0 = 3{,}4 \times 10^{10}$ berechnet.

Die Zählung der Szintillationen wurde mit Hilfe eines Mikroskops bewerkstelligt. E. Regener[1]) hat kürzlich Zählungen von Szintillationen durchgeführt, die durch die α-Strahlen eines Poloniumpräparates hervorgerufen waren. Er erörtert in seiner Arbeit die günstigsten Bedingungen für die mikroskopische Beobachtung von Szintillationen und es waren uns diese Ausführungen bei der Durchführung unserer Versuche von großem Nutzen.

Unsere Zählversuche, die unter wechselnden Bedingungen und vor allem für verschiedene Intensitäten der Strahlungsquelle durchgeführt wurden, ergaben eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der Zahl der Szintillationen und der der Berechnung gemäß auftreffenden Zahl von α-Teilchen.

Wir haben somit zwei vollkommen verschiedene Methoden, ein einzelnes α-Teilchen nachzuweisen, nämlich eine elektrische und eine optische, und die übereinstimmenden Werte, die diese beiden Methoden für die Zahl der α-Teilchen lieferten, sind an sich schon ein Beweis für die Genauigkeit des erhaltenen Resultats.

Zusammenfassung der wesentlichsten Resultate.

1. Unter Verwendung einer Multiplikationsmethode, beruhend auf der Eigenschaft der Ionen, unter gewissen Bedingungen neue Ionen durch Stoß zu erzeugen, kann der elektrische Effekt eines α-Teilchens genügend vergrößert werden, so daß er mittels eines Elektrometers leicht nachweisbar ist.

2. Die Größe des elektrischen Effektes, der durch ein α-Teilchen ausgelöst wird, hängt von der Intensität des elektrischen Feldes ab und kann innerhalb weiter Grenzen variiert werden.

3. Mittels der elektrischen Methode können die α-Teilchen von allen radioaktiven Substanzen, soweit sie solche aussenden, gezählt werden. (Es wurden durch spezielle Versuche die α-Teilchen von Uran, Thor, Radium und Aktinium nachgewiesen.)

4. Unter Benützung von Radium C als Strahlungsquelle wurde die Gesamtzahl der α-Teilchen, die pro Sekunde und Gramm von Radium ausgesandt werden, genau bestimmt. Befindet sich das Radium im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten, so ist diese Zahl für Radium selbst $3{,}4 \times 10^{10}$ und ebenso groß für jedes der drei α-Strahlen aussendenden Zerfallsprodukte.

1) Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. 10, 78, 1908.



5. Die Zahl der Szintillationen, die man an einem sorgfältig hergestellten Zinksulfidschirm beobachtet, ist innerhalb der experimentellen Fehlergrenze in Übereinstimmung mit der Zahl der auftreffenden α-Teilchen. Jedes auftreffende α-Teilchen erzeugt also eine Szintillation.

Es ist außer Zweifel, daß die beschriebene Multiplikationsmethode es ermöglicht, noch geringere Quantitäten radioaktiver Stoffe nachzuweisen, als es die bisherigen an sich schon sehr empfindlichen Methoden gestatten. Eine einfache Rechnung zeigt, daß es unter geeigneten Versuchsbedingungen sogar möglich sein müßte, ein einzelnes β-Teilchen nachzuweisen und somit auch die Zahl der von Radium ausgesandten β-Teilchen direkt zu bestimmen.

Versuche in dieser Richtung sind im Gange. Auch auf andere Fragen, die mit der vorstehenden Untersuchung in Zusammenhang stehen, hoffen wir zurückzukommen.

(Eingegangen 15. November 1908.)

Über die Strahlung des Uranium *X*.

Von Heinrich Willy Schmidt.

1. Gewinnung von Uran *X*.

Zur Trennung des Ur *X* vom Uran werden neuerdings vor allem zwei Methoden angewandt: die Moore-Schlundtsche[1]) und die Levinsche[2]). Beides sind Adsorptionsmethoden. Bei der Moore-Schlundtschen Methode wird die aktive Materie in einer organischen Flüssigkeit (z. B. Azeton) an frisch gefälltem Eisenhydroxyd, bei der Levinschen in Wasser an Tierkohle adsorbiert.

Durch beide Methoden kann man das Ur *X* fast vollständig vom Uran trennen und verhältnismäßig starke Präparate erhalten, mit denen z. B. die Absorption der Strahlen durch feste Materie in recht weiten Grenzen zu verfolgen ist. Zu bestimmten Versuchen reicht freilich die spezifische Aktivität der Präparate nicht aus; denn die Mengen der adsorbierenden Körper dürfen nicht zu klein gewählt werden, um eine günstige Ausbeute des Beobachtungsmaterials aus den Lösungen zu erhalten.

Nun hat die Herstellung von möglichst reinem Uran *X* deshalb so großes Interesse, weil Ur *X* wohl das einzige der nicht zu schnell zerfallenden Radioelemente ist, das nur β-Strahlen aussendet und bei dem Strahlen der darauffolgenden Umwandlungsprodukte nicht in Betracht kommen. — Durch Einäschern der Kohle kann man die aktive Materie stark konzentrieren. Doch genügte die spezifische Aktivität so erhaltener Präparate noch nicht für meine Zwecke. — Ich versuchte deshalb auf eine etwas andere Weise das Ur *X* zu konzentrieren, indem ich die alte Becquerelsche Methode (Fällung des Ur *X* durch Bariumsulfat) mit der Moore-Schlundtschen Methode vereinte. Ich kochte also das aktivierte Eisenhydroxyd in Salzsäure, setzte ein Körnchen Bariumchlorid zu und fällte dieses als Sulfat mit verdünnter Schwefelsäure aus. Auf diese Weise gelang es zwar nicht, das gesamte Uran *X* mit dem Bariumsulfat zu gewinnen; immerhin war das ausgefällte Bariumsulfat, auf gleiche Gewichtsmengen bezogen, etwa 5000 mal so stark als das ursprüngliche Urannitrat.

2. Magnetische Ablenkung der β-Strahlen.

Mit einem so hergestellten Präparat konnte ich die magnetische Ablenkung der durchdringenden Ur-*X*-Strahlen bestimmen. Ich wandte dieselbe Methode an, die ich bei Versuchen mit *Ra E* in dieser Zeitschrift beschrieben habe[1]). In den Spalt eines Ringmagneten wurde ein Diaphragma geschoben. Dieses bestand aus drei miteinander fest verbundenen Messingblechen, die so geschlitzt waren, daß die Schlitze auf einem zu den magnetischen Kraftlinien senkrechten Kreis von 2,20 cm Radius lagen. Das Präparat wurde auf den Schlitz des horizontalen Bleches gelegt. Bei geeigneter Stärke des Magnetfeldes konnte man es erreichen, daß die Strahlen eine Kreisbahn von 2,20 cm Krümmungsradius bildeten, daß also ein Maximum von Strahlen durch das Loch des vertikalen Diaphragmas austrat. Die Stärke der Strahlung wurde mit Hilfe eines Blattelektrometers ermittelt, das vor dem Loche des vertikalen Diaphragmas stand.

Bei den Messungen wurde das Wandern des Blättchens abwechselnd bei der Feldstärke Null und einer beliebigen Feldstärke über jedesmal 10 Skalenteile verfolgt. Da der Durchgang durch jeden einzelnen Skalenteil beobachtet wurde, war es möglich, durch Mittelwertsmethoden ein verhältnismäßig genaues Resultat zu erhalten. Es mußte nämlich eine möglichst große Genauigkeit erreicht werden, weil eine Änderung der Feldstärke auf die gemessene Strahlungsintensität einen nur geringen Einfluß hatte. Im besten Fall konnte nämlich die im Elektrometer gemessene Zerstreuung nur auf den dreifachen Wert gebracht werden, die sie

1) R. B. Moore und H. Schlundt, Phil. Mag. (2) **12**, 393, 1906.
2) M. Levin, diese Zeitschr. **7**, 692, 1906.

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **8**, 361, 1907.

bei der Feldstärke Null hatte. Das lag an der natürlichen Zerstreuung des Apparates oder vielmehr, da diese ziemlich klein war, an der geringen Stärke des Ur-X-Präparates. Bei einem stärkeren Präparate wären die Verhältnisse sicher günstiger gewesen. Auch drangen — wohl zum größten Teil infolge diffuser Zerstreuung an den Diaphragmawänden — selbst bei der Feldstärke Null Strahlen vom Präparate aus in das Elektrometer ein.

Die Genauigkeit der Messungen ist aus folgendem Beobachtungssatz zu ersehen, bei dem in der ersten Zeile die Magnetisierungsstromstärke J in Ampere und in der zweiten Zeile die beobachtete Zerstreuung Z in relativem Maße steht:

J	0	0,65	0	0,80	0	1,00	0	1,20	0	1,40
Z	1,05	1,80	1,07	2,10	1,05	2,56	1,02	2,74	1,00	2,84

J	0	1,60	0	1,80	0	2,00	0
Z	1,02	2,72	1,03	2,68	1,04	2,40	1,02

Wir ersehen aus diesen Zahlen, daß die bei der Stromstärke 0 bestimmten Zerstreuungswerte im Maximalfall um ca. 3 Proz. vom Mittelwerte abweichen; der wahrscheinliche Fehler in den bei höheren Feldstärken bestimmten Werten wird also etwas kleiner als 3 Proz. sein, da mit wachsenden absoluten Werten die Genauigkeit von Zerstreuungsmessungen zunimmt.

Im ganzen sind drei verschiedene Beobachtungssätze unter nur wenig veränderten Bedingungen aufgenommen worden. Die Resultate sind in Fig. 1 vereinigt. Als Ordinate ist nicht Z eingetragen, sondern $Z—Z_0$, d. h. die jeweilige Zerstreuung vermindert um die bei der Feldstärke 0.

Aus Figur 1 ist zu erkennen, daß in allen drei Sätzen ein Maximum der Strahlungswirkung bei 1,40 Amp. vorhanden ist. Diese Stromstärke erzeugt im Spalt des Feldmagneten

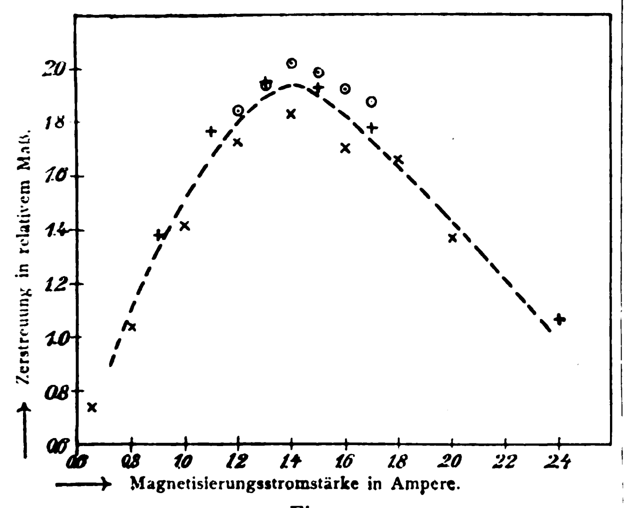


Fig. 1.

eine Feldstärke $H = 1870$ Gauß. Nun gilt bekanntlich:

$$R \cdot H = \frac{m}{e} \cdot v, \tag{1}$$

wo R den Krümmungsradius der Bahnkurve ($= 2{,}20$ cm), v die Geschwindigkeit und e/m das Verhältnis von Ladung zu Masse der β-Teilchen bedeutet.

Nach den Messungen von Bucherer [1]) müssen wir es als sicher ansehen, daß für ein bewegtes elektrisches Teilchen die Lorentzsche Gleichung gilt:

$$e/m = e/m_0 \cdot (1 - \beta^2)^{1/2}, \tag{2}$$

wo β das Verhältnis der Geschwindigkeit des Teilchens zur Lichtgeschwindigkeit und e/m_0 das Verhältnis von Ladung zu Masse bei der Geschwindigkeit 0 bedeutet. Da Bucherer aus seinen so sorgfältigen Messungen für e/m_0 den Wert $1{,}730 \cdot 10^7$ E.M.K. ableitet, so sind in Gl. (1) und (2) alle Größen bekannt, um v und e/m gesondert zu bestimmen. Es ergibt sich:

$$v = 2{,}76 \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}$$
$$e/m = 0{,}67 \cdot 10^7 \text{ E.M.E.}$$

Unter Zugrundelegung der Kaufmannschen Beobachtungen [2]) finden wir die hiervon nur wenig abweichenden Werte:

$$v = 2{,}79 \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}$$
$$e/m = 0{,}68 \cdot 10^7 \text{ E.M.E.}$$

Diese Werte liegen nahe an den von Kaufmann festgestellten Extremwerten:

$$v = 2{,}83 \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}$$
$$e/m = 0{,}63 \cdot 10^7 \text{ E.M.E.}$$

Das war zu erwarten. Denn die Durchdringungsfähigkeit der schnellsten Radium-β-Strahlen ist nur wenig größer als die der Uran-β-Strahlen. So ist z. B. die als Absorptionskoeffizient bezeichnete Größe bei Aluminium:

für die schnellsten Radiumstrahlen [3])

$$\mu = 13{,}1 \text{ cm}^{-1}$$

für die homogenen Uranstrahlen [4])

$$\mu = 14{,}4 \text{ cm}^{-1}$$

Für die homogenen Radium E-Strahlen ($\mu = 40$ cm^{-1}) war früher [5]) unter den gleichen Versuchsbedingungen die maximale Feldstärke zu 990 Gauß bestimmt und die Werte v und e/m nach den Kaufmannschen Messungen zu $2{,}49 \cdot 10^{10}$ cm/sec^{-1} und $1{,}15 \cdot 10^7$ E.M.E. berechnet. Nach Lorentz-Bucherer ergibt sich:

$$v = 2{,}31 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec}^{-1}$$
$$e/m = 1{,}08 \cdot 10^7 \text{ E.M.E.}$$

3. Die leicht absorbierbare Strahlung.

Neben den eben untersuchten β-Strahlen mit $\mu = 14{,}4$ cm^{-1} wird von Uran X eine weiche

1) A. H. Bucherer, diese Zeitschr. **9**, 755, 1908.
2) W. Kaufmann, Göttinger Nachr., 8. Nov. 1901.
3) H. W. Schmidt, Ann. d. Ph. (4) **21**, 654, 1906.
4) siehe Gl. (4).
5) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **8**, 361, 1907.

Strahlung ausgesandt. Diese wurde von Moore und Schlundt[1]) sowie von Heß[2]) als eine α-Strahlung, von Levin[3]) als eine β-Strahlung angesehen. Die Angaben von Heß stützen sich auf Absorptionsmessungen, die von Levin auf Absorptionsmessungen und Ablenkungsversuche im Magnetfeld. Durch die Arbeiten Levins dürfte entschieden sein, daß die weichen von Ur X ausgehenden Strahlen magnetisch leicht ablenkbar und keine α-Strahlen sind. Daß die Strahlen in derselben Richtung, wie die β-Strahlen abgelenkt werden, geht aus den bisher mitgeteilten Versuchen nicht hervor. Auch scheint mir die von Levin ausgesprochene Vermutung, daß die weiche Strahlung vielleicht durch die Wirkung der gewöhnlichen β-Strahlen ausgelöst würde, einer experimentellen Prüfung zu bedürfen. Ich möchte deshalb einige zur Klärung dieser Fragen gemachte Versuche hier mitteilen.

a) Absorptionsmessungen.

Wenige Milligramm eines nach 1 hergestellten Ur-X-Präparates wurden mit einer ganz dünnen Mastix-Chloroformlösung zusammen auf ein Aluminiumfolieblatt von ca. 0,003 mm Dicke aufgetragen, so daß die aktive Schicht einen Kreis von ca. 2,5 cm D.-M. bedeckte. — Diese Folie wurde, mit der aktiven Schicht nach oben, unter Zwischenschaltung anderer Folien auf das offene Zerstreuungsgefäß eines früher beschriebenen Blattelektrometers gelegt[4]). Durchmesser und Höhe des Zerstreuungsgefäßes betrug 7 cm. Damit die Folien glatt auflagen, war das Zerstreuungsgefäß oben mit einem steifen Papprand umgeben; außerdem wurden die Folien mit einem Bleiring beschwert, der so groß war, daß eine störende Reflexion der Strahlen an ihm nicht in Betracht kam.

Die Resultate sind in Fig. 2 zusammengestellt, in der als Abszisse die Anzahl Folieblätter, als Ordinate der Logarithmus der Strahlungsintensität eingetragen ist. Die Kurven sind mit denen von Levin (l. c., Fig. 1) völlig identisch. Wir haben also mit zunehmender Filterdicke erst einen schnellen, dann einen langsamen Abfall der gemessenen Strahlungsintensität.

Ich versuchte die Kurve a der Fig. 2 durch Übereinanderlagerung zweier Exponentialkurven von der Form:

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{J}_1 e^{-\mu_1 x} + \mathfrak{J}_2 e^{-\mu_2 x} \qquad (3)$$

zu erhalten. Hier bedeutet $1/\mu_1$ bezw. $1/\mu_2$ die Durchdringungsfähigkeit der weichen, bezw. harten Strahlung, $\mathfrak{J}_1$ bezw. $\mathfrak{J}_2$ die Strahlungsintensitäten der beiden Strahlungen bei unbedecktem Präparat und $\mathfrak{J}$ die gemessene Gesamtstrahlung. Da das erste Glied auf der rechten Seite von (3) mit zunehmender Schichtdicke x sehr schnell verschwindet, kann man aus den bei nicht zu kleinen Filterdicken gemachten Beobachtungen μ_2 und $\mathfrak{J}_2$ berechnen und dann die Größe $\mathfrak{J}_2 \cdot e^{-\mu_2 x}$ auch für kleine Filterdicken auswerten. Durch Subtraktion dieser Größe vom experimentell gefundenen $\mathfrak{J}$ findet man dann $\mathfrak{J}_1 \cdot e^{-\mu_1 x}$ und durch Kombination mehrerer solcher für verschiedenen x gültigen Werte $\mathfrak{J}_1$ und μ_1 einzeln.

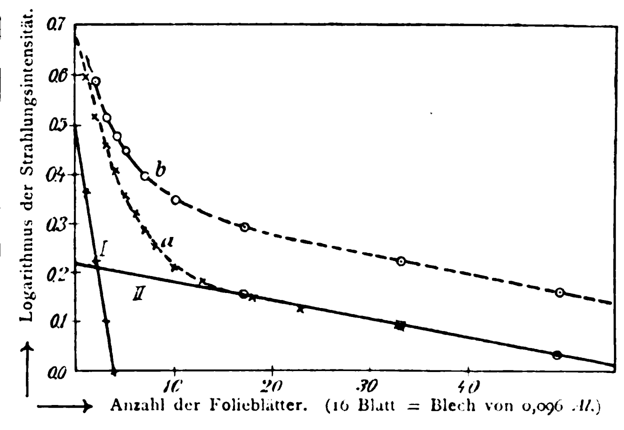


Fig. 2.

In Figur 2 ist die Extrapolation für kleine Filterdicken graphisch durchgeführt, indem eine Gerade durch die für größere Filterdicken festgestellten Kurvenpunkte gelegt und bis zur Ordinatenachse verlängert wurde (Kurve II). Außerdem sind in Fig. 2 die Logarithmen der Werte eingezeichnet, die sich durch Subtraktion der aus II abgeleiteten Werte von den experimentell bestimmten Werten $\mathfrak{J}$ ergeben. Diese Punkte liegen ebenfalls auf einer Geraden (Kurve I).

Aus dem geradlinigen Verlauf der Kurven I und II folgt, daß sich die von Ur X ausgehende Strahlung als die Summe zweier Strahlungen auffassen läßt, die beide nach einem reinen Exponentialgesetz durch Aluminium hindurchgehen. In unserem speziellen Fall erhalten wir für Gl. (3):

$$\mathfrak{J} = 16{,}5 \cdot (1{,}8\, e^{-510x} + e^{-11{,}4x}). \qquad (3')$$

Die nach dieser Formel bestimmten Werte von $\mathfrak{J}$ sind in Tab. 1 mit den experimentell gefundenen zusammengestellt. Wir sehen, daß die Übereinstimmung der beiden Zahlenreihen eine vorzügliche ist.

Ich möchte an dieser Stelle noch auf eine Unsicherheit hinweisen, die in der numerischen Bestimmung von μ_1 liegt. Berechnet man die Dicke der Aluminiumfolie auf die übliche Weise aus der Dichte und dem Gewicht der Flächen-

1) l. c.
2) F. Heß, Wien. Ber. **116**, (IIa) 1, 1907.
3) M. Levin, diese Zeitschr. **8**, 585, 1907.
4) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **6**, 562, 1905.

Tabelle 1.

Anzahl der Folieblätter bezw. Bleche	Strahlungsintensität gefunden	berechnet
0 Blatt	—	46,2
1 „	39,4	39,4
2 „	32,9	33,3
3 „	28,7	28,8
4 „	25,4	25,3
5 „	22,6	22,8
6 „	20,8	20,8
7 „	19,3	19,3
8 „	18,1	18,2
10 „	16,6	16,8
13 „	15,3	15,4
18 „	14,1	14,2
23 „	13,3	13,5
33 „	12,3	12,4
1 Blatt + 1 Blech	14,2	14,2
„ + 2 „	12,4	12,4
„ + 3 „	10,8	10,8

16 Blatt = 1 Blech = 0,096 mm.

einheit, so ergab sich der Wert 0,00364 mm. Nun waren bereits 16 Folieblätter, die einer Dicke von $16 \times 0{,}00364$ mm = 0,0583 mm entsprachen, in ihrer absorbierenden Wirkung mit einem Aluminiumblech von 0,096 mm identisch. Offenbar haben wir es also hier mit einem Einfluß der vielen einzelnen Oberflächen zu tun. Ich habe früher schon einmal mit β-Strahlen von Radium feststellen können[1]), daß sich bei Absorptionsmessungen Unterschiede bei Anwendung eines Bleches, oder bei Anwendung vieler Folien von gleicher Dicke zeigen und glaube jetzt die Erscheinung mit Hilfe einiger von Mc Clelland[2]) gemachten Experimente erklären zu können. Mc Clelland ließ β-Strahlen von Radium schräg auf Metallplatten fallen und fand ein Maximum der reflektierten Strahlung in der Einfallsebene auf der anderen Seite des Einfallslotes. Es tritt also in diesem Falle nicht eine nach allen Seiten gleichmäßige diffuse Reflexion der Strahlen ein, sondern es bleibt eine bestimmte Richtung bevorzugt. — Ob diese Unsymmetrie aus einer Unsymmetrie der in der Grenzschicht auf die β-Teilchen wirkenden Kräfte erklärt werden kann, ist für den hier betrachteten Fall gleichgültig. Hier genügt, daß eine Unsymmetrie in der Strahlenverteilung vorhanden ist, und daß dadurch eine vermehrte Streuung der Strahlen nach seitwärts und rückwärts wahrscheinlich gemacht wird.

Der Gl. (3') und den Rechnungen der Tab. 1 ist eine Dicke des Aluminiumblättchens von $0{,}096 : 16 = 0{,}006$ mm zugrunde gelegt, also nicht die direkt bestimmte Dicke, sondern die Dicke, die sich aus Vergleich der absorbierenden Wirkung von 16 Folieblättern und einem Blech von 0,096 mm Dicke ergibt.

1) H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. (4) **21**, 618, 1906.
2) J. A. Mc Clelland, Proc. Roy. Soc. A. **80**, 501, 1908.

Das Exponentialgesetz (3) würde schon dafür sprechen, daß die weiche Strahlung eine β-Strahlung ist. Aber Absorptionsbestimmungen mit so dünnen Filtern, wie den hier benutzten, können leicht zu falschen Schlüssen führen. Levin hat deshalb die Frage dadurch zu entscheiden gesucht, daß er die Strahlen vor ihrem Eindringen in das Ionisationsgefäß erst einige Zentimeter durch Luft fliegen ließ; α-Teilchen müßten auf diesem Wege völlig absorbiert werden. Es zeigte sich nun, daß die Intensität der weichen Strahlung durch die Absorption in der Luft nur vermindert wurde. Dasselbe geht aus einem in Fig. 2 Kurve b mitgeteilten Versuche hervor, bei dem sich das strahlende Präparat 3 cm über dem mit den Filtern bedeckten Zerstreuungsgefäß befand. — Auf jeden Fall sind also die weichen Uran-X-Strahlen keine α-Strahlen.

b) Messungen im magnetischen Felde.

Daß diese Strahlen wirklich β-Teilchen sind, konnte durch den Sinn ihrer Ablenkung im Magnetfeld nachgewiesen werden. Aus einem Filter, in dem sich eine kaum wägbare Menge des in angegebener Weise aktivierten Bariumsulfats befand, wurde ein schmaler Streifen von 1 cm Breite und 5 cm Länge herausgeschnitten. Dieser Streifen wurde auf ein Diaphragma aus dünnem Kartonpapier gelegt, dessen Durchschnitt in Fig. 3 dargestellt ist. Das Diaphragma

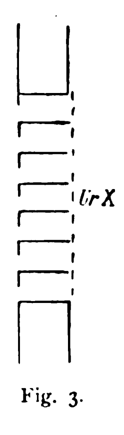


Fig. 3.

hatte (senkrecht zur Ebene der Figur) eine Höhe von 1 cm und paßte gerade in den Spalt des unter 2 erwähnten Ringmagneten. Es war aus dünnem Kartonpapier hergestellt worden, damit die weichen Ur-X-Strahlen durch die Kartonstreifen völlig absorbiert würden, die harten so gut wie unbeeinflußt hindurchgingen. Die durch die Lücken des Diaphragmas hindurchgehenden Strahlen fielen in einen geeignet geformten Zerstreuungskörper, der auf der dem Diaphragma zugewandten Seite einen mit dünner Aluminiumfolie verschlossenen Schlitz hatte. Wurde jetzt

das Magnetfeld, dessen Kraftlinien senkrecht zur Ebene der Fig. 3 liefen, erregt, so war eine Verminderung der Zerstreuung festzustellen. Das ist aus Tab. 2 zu ersehen. In dieser Tabelle ist ein fortlaufender Beobachtungssatz angegeben, in dem das Wandern des Elektroskopblättchens über je 5 Teilstriche der Okularskala in der Reihenfolge beobachtet wurde: ohne Magnetfeld, mit Magnetfeld in der einen, mit Magnetfeld in der anderen Richtung, ohne Magnetfeld usw.

Tabelle 2.

Magnetfeld	Zerstreuung ohne Kartonblatt	Zerstreuung mit Kartonblatt
o	16,7	10,2
↗	13,9	10,2
↙	15,5	10,2
o	16,4	10,4
↗	14,3	10,3
↙	15,2	10,7
o	16,7	10,3
↗	13,5	10,3
↙	14,5	
o	16,1	

Wir ersehen aus Tab. 2, daß es einen Unterschied ausmacht, ob (im Sinne der Fig. 3) die Kraftlinien vom Beschauer weg (↗) oder auf ihn zulaufen (↙). Die Verminderung der Zerstreuung ist größer im ersten Falle: das ist ein Beweis, daß von dem radioaktiven Film negative Teilchen weggeschleudert werden. Und daß diese bewegten Elektronen mit den weichen von Uran X ausgehenden Strahlen identisch sind, beweist ein ebenfalls in Tab. 2 mitgeteilter Kontrollversuch, bei dem vor die Aluminiumwand des Zerstreuungsgefäßes ein dünnes Kartonblatt gehalten wurde. Durch dieses werden die weichen β-Strahlen, wie wir bereits bemerkten, völlig absorbiert, die harten so gut wie nicht beeinflußt. Hier ist kein Unterschied zu erkennen, ob das Magnetfeld erregt war oder nicht.

4. Absorptionskurven bei sehr dünner Schicht des strahlenden Materials.

Die Absorption und Reflexion der von Ur-X ausgehenden harten β-Strahlung (mit $\mu = 14{,}4 \text{cm}^{-1}$ für Aluminium) ist von mir in einer früheren Arbeit für eine große Anzahl von Substanzen bestimmt worden. Ich hatte dabei ein nach der Moore-Schlundtschen Methode hergestelltes Ur-X-Präparat auf eine Aluminiumplatte von ca. 0,1 mm Dicke aufgetragen, so daß es eine Kreisfläche von ca. 8 cm D.-M. bedeckte. Diese Aluminiumplatte hatte sich bei den Versuchen insofern störend bemerkbar gemacht, als sie selbst einen Teil der in Betracht kommenden Strahlung reflektierte und absorbierte. Um von diesen Störungen möglichst frei zu werden, verwandte ich bei den hier mitgeteilten Messungen ein nach 3a mit Ur X bedecktes Folieblatt aus Aluminium oder Zinn. Die zu untersuchende Substanz wurde wieder zwischen Folie und Zerstreuungsgefäß geschoben und die Zerstreuung gemessen, wenn einmal die oben befindliche aktive Materie unbedeckt, dann mit sehr dicken Platten bestimmter Metalle bedeckt war.

Bei dem in Fig. 4 mitgeteilten Versuche wurde als strahlende Substanz die aktivierte dünne Zinnfolie und als absorbierende und reflektierende Substanz ebenfalls Zinn genommen. Da die Dicke der aktiven Schicht sogar gegen das

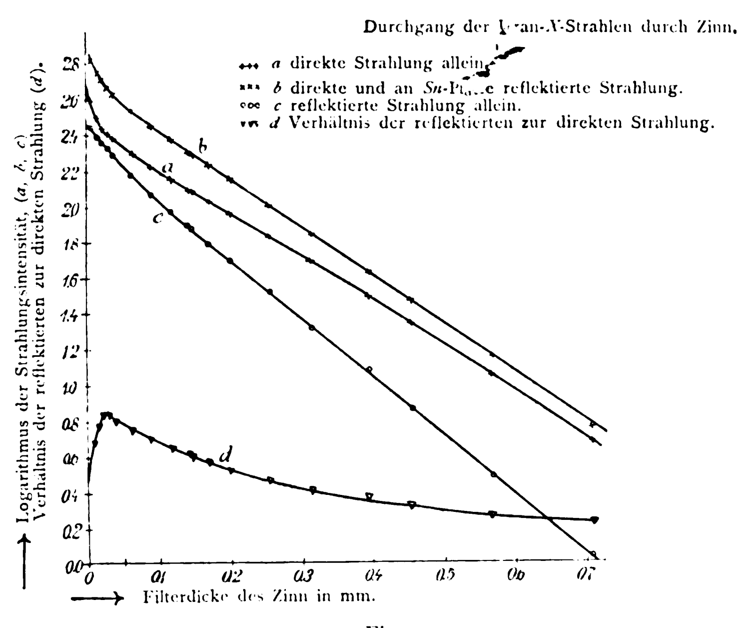


Fig. 4.

dünne Folienblättchen von 0,007 mm Dicke zu vernachlässigen war, haben wir es hier praktisch bloß mit einer Substanz zu tun.

In Fig. 4 sind 4 Kurven eingezeichnet. Kurve *a* ist bei unbedecktem Ur X gewonnen; Kurve *b*, wenn eine dicke Zinnplatte darüber lag. In Kurve *c* ist die reflektierte Strahlung allein dargestellt, oder genauer gesprochen, die Strahlung, die beim Auflegen der Zinnplatte auf die aktive Schicht zu der bereits vorhandenen hinzukommt. Diese Strahlung wird erhalten als Differenz der Strahlungen mit und ohne Zinnplatte. Schließlich ist in Kurve *d* das Verhältnis der reflektierten zur direkten Strahlung eingetragen und zwar sind hier als Ordinaten die Quotienten selbst genommen, während bei den Kurven *a* bis *c* die Logarithmen der Strahlungsintensität eingezeichnet sind.

Aus Fig. 4 ist zu erkennen, daß die Kurve *a* für die direkte Strahlung sich am wenigsten einer Exponentialkurve nähert, während die beiden anderen von der Filterdicke 0,15 mm an in dem untersuchten Bereich rein exponentiell mit $\mu = 62{,}3\ \mathrm{cm}^{-1}$ und $\mu = 75{,}0\ \mathrm{cm}^{-1}$ verlaufen. Für die direkte Strahlung läßt sich der Koeffizient μ nach der Differentialformel berechnen:

$$dJ = -\mu \cdot J \cdot dx \tag{4}$$

Man erhält dann bei dem hier mitgeteilten Beobachtungssatze:

für $x =$	0,1 mm	$\mu = 58{,}5\ \mathrm{cm}^{-1}$
	0,2 „	53,5 „
	0,3 „	55,5 „
	0,5 „	60,0 „

Wir haben also bei der direkten Strahlung erst eine Zunahme, dann eine Abnahme der Durchdringungsfähigkeit $1/\mu$, während diese sowohl für die reflektierte Strahlung allein, als für die direkte und reflektierte zusammen konstant zu sein scheint.

Bevor wir an eine Erklärung dieser merkwürdigen Tatsachen herangehen, wollen wir uns fragen, welche Gesetze wir für den Durchgang der Strahlen durch Materie unter Zugrundelegung bestimmter Annahmen erwarten dürfen.

Meinen früheren Untersuchungen hatte ich die folgenden Annahmen zugrunde gelegt:

1. In der Schicht dx wird von der hindurchgehenden Strahlung i die Menge $\alpha . i . dx$ absorbiert, d. h. in eine andere Energieform umgesetzt, und

2. die Menge $\beta . i . dx$ reflektiert, d. h. in entgegengesetzter Richtung mit der gleichen Geschwindigkeit zurückgeworfen.

3. α und β sind Konstanten, die einer bestimmten Strahlenart und einem bestimmten Material charakteristisch sind.

4. Die reflektierte Strahlung verhält sich in bezug auf Absorption und Reflexion genau so wie die primäre Strahlung.

5. Oberflächeneffekte sind nicht vorhanden: wir haben nur „Volumreflexionen" vor uns.

6. Ebenfalls ist eine eigentliche Sekundärstrahlung nicht vorhanden; zu den primären β-Teilchen kommen also neue, aus der durchstrahlten Materie stammende Elektronen nicht hinzu, oder sie haben, wenn sie wirklich entstehen, eine so geringe Geschwindigkeit, daß ihre ionisierende Wirkung zu vernachlässigen ist.

7. Von einer Streuung der Strahlung wird abgesehen; es wird also nur eine senkrecht zur Plattenoberfläche nach unten und oben gehende Strahlung angenommen.

Während die meisten dieser Annahmen höchstwahrscheinlich ganz allgemeine Gültigkeit haben und sich den wirklichen Verhältnissen gut anpassen, sind die Annahmen, daß keine Streuung stattfindet und die reflektierten Strahlen in der gleichen Richtung zurückgehen, nur gemacht, um das Problem rechnerisch verfolgen zu können. In Wirklichkeit wird die Streuung einen großen Einfluß haben und überhaupt von der Reflexion nicht zu trennen sein. Denn von einem Parallelstrahlenbündel wird nur ein verhältnismäßig kleiner Teil in derselben Richtung weitergehen und der größte Teil aus der ursprünglichen Richtung durch Kräfte abgelenkt werden, die zwischen den β-Teilchen und den Atomen, bez. den an diesen haftenden Elektronen wirken.

Unter diesen Voraussetzungen bekommt man für die reflektierte Strahlungsenergie ϱ und für die durchgelassene Strahlungsenergie δ die Diff.-Gl.:

$$\frac{d\varrho}{dx} = \beta\delta^2 \tag{5}$$

$$\frac{d\delta}{dx} = -(\alpha + \beta)\,\delta + \beta . \delta . \varrho, \tag{6}$$

wo x die durchstrahlte Schichtdicke bedeutet. Die Lösung dieser Diff.-Gl. läßt sich in der Form schreiben:

$$\varrho = \frac{p\,(1 - e^{-2\mu x})}{1 - p^2 e^{-2\mu x}}, \tag{7}$$

$$\delta = \frac{e^{-\mu x}}{1 - p^2 \cdot e^{-2\mu x}} \cdot (1 - p^2), \tag{8}$$

wo die hier auftretenden Konstanten μ und p mit α und β durch die Gleichungen verbunden sind:

$$\alpha = \mu \cdot \frac{1-p}{1+p} \text{ und } \beta = 2\mu \cdot \frac{p}{1-p^2}. \tag{9}$$

Setzt man für μ und p bestimmte Werte ein, so ergibt sich aus (7), daß die reflektierte Strahlung erst schnell, dann langsam bis zu dem Grenzwert $\varrho = p$ für $x = \infty$ ansteigt. p ist also der Teil der einfallenden Strahlungsintensität, der von einer sehr dicken Platte reflektiert wird.

Die durchgelassene Strahlung δ nimmt nach Gl. (8) für nicht zu kleine Filterdicken nach

einem Exponentialgesetz mit μ im Exponenten ab. Für nicht zu kleine x wird nämlich:

$$\delta = (1 - p^2)\, e^{-\mu x}. \qquad (10)$$

Für kleine Filterdicken ergibt sich eine Abweichung vom Exponentialgesetz.

Die Gl. (7) und (8) sind unter der Berücksichtigung der Grenzbedingung abgeleitet, daß die aktive Materie in sehr dünner Schicht vorliegt und daß sie unbedeckt ist. Wenn sich eine Platte von demselben Material wie das zu untersuchende auf der aktiven Schicht befindet, so muß man, wie man sich an Hand der in der Originalarbeit gegebenen Figuren leicht überzeugen kann, die Veränderliche ϱ in (6) durch die Konstante p, d. h. durch die von einer sehr dicken Platte reflektierte Strahlungsenergie, ersetzen. Es wird dann unter Berücksichtigung von (9):

$$\frac{d\delta}{dx} = -[\alpha + \beta(1 - p)]\,\delta = -\mu\delta. \qquad (11)$$

Das gibt integriert:

$$\delta = (1 + p)\, e^{-\mu x}, \qquad (12)$$

wo sich der Faktor $1 + p$ aus der Grenzbedingung ergibt, daß für $x = 0$ die Strahlungsenergie $1 + p$ nach unten von der sehr dicken Platte ausgesandt wird. Diese Menge $1 + p$ geht deshalb nach unten, da wir die von der aktiven Schicht allein nach unten gestrahlte Menge $= 1$ gesetzt haben und zu dieser Menge der Bruchteil p der nach oben gehenden Strahlung hinzukommt, der von der dicken Platte wieder nach unten reflektiert wird.

Gl. (11) stellt ein reines Exponentialgesetz dar ohne Abweichungen bei kleinen Filterdicken.

Wir wenden uns jetzt wieder den Kurven a und b der Fig. 4 zu. Kurve b ist, bis auf anfängliche durch die sehr weiche von Ur X ausgehende Strahlung verursachte Abweichungen, eine Gerade. Das steht in völliger Übereinstimmung mit Gl. (12). Kurve a zeigt deutliche Abweichungen von einer Geraden. Nach (10) muß die theoretische Kurve für nicht zu kleine Filterdicken ebenfalls eine Exponentialkurve sein und zwar mit derselben Neigung wie eine nach Gl. (12) gezeichnete Kurve. Hier steht also Theorie und Experiment nicht in Übereinstimmung.

Wir werden uns deshalb fragen, wie es kommt, daß unter Zugrundelegung derselben Annahmen die eine theoretische Formel (12) mit dem Experiment übereinstimmt, die andere (10) dagegen nicht.

Wenn es zunächst gestattet wäre, von der Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment rückwärts auf die Gültigkeit der Voraussetzungen zu schließen, so würde man zu dem Resultate kommen, daß für den Fall der Kurve b unsere Voraussetzungen 1—7 gültig sind, dagegen nicht für den Fall der Kurve a. Freilich muß man bei einem derartigen Schluß nach rückwärts immer daran denken, daß man zu einem bestimmten Endergebnis unter Zugrundelegung ganz verschiedener Voraussetzungen kommen kann. Das Endergebnis wird stets eindeutig durch die Voraussetzungen festgelegt, nicht aber umgekehrt die Voraussetzungen durch das Endergebnis.

Auf jeden Fall können die Voraussetzungen 1—7 bei der Versuchsanordnung der Kurve a nicht streng richtig sein, während es möglich ist, daß sie bei der Versuchsanordnung der Kurve b gelten.

Nun hatten wir ja bereits darauf hingewiesen, daß die Voraussetzung 7, nach der sich die Teilchen in einer bevorzugten Richtung bewegen sollen, ganz sicher nicht erfüllt ist. Die Teilchen werden eben von der aktiven Schicht aus nach allen Seiten gleichmäßig fortgeschleudert und sie verteilen sich infolge der Streuung auch innerhalb der Materie nach allen Seiten. Wenn diese Verteilung gleichmäßig ist, so macht es bei der rechnerischen Durchführung prinzipiell nichts aus, ob wir alle oder bloß eine Richtung in Betracht ziehen. Z. B. kann man sich bei gaskinetischen Rechnungen sehr oft mit einer bezw. mit drei bevorzugten Richtungen begnügen und findet dabei genau dieselben Gesetze, wie bei strengster Berücksichtigung der tatsächlichen Verhältnisse. Höchstens ergeben sich kleine Unterschiede im numerischen Werte der berechneten Konstanten. Und gerade beim Durchgang der β-Teilchen durch Materie haben wir ganz ähnliche Verhältnisse, wie etwa bei der Diffusion eines Gases in ein anderes.

Wir werden uns nun fragen, ob wir unter den angegebenen Versuchsbedingungen innerhalb der aktiven Materie wirklich eine gleichmäßige Strahlenverteilung annehmen dürfen. Genaueres können wir hier nicht sagen, da wir über den eigentlichen Mechanismus des Durchgangs der β-Teilchen durch Materie zu wenig wissen. Es ist sehr wohl möglich, daß an einer Grenzfläche Metall-Luft irgendwelche Unsymmetrien in der Strahlenverteilung eintreten. Die bereits erwähnten McClellandschen Versuche deuten ja darauf hin. Entschieden wird mitten im Metall am ehesten eine gleichmäßige Verteilung anzunehmen sein. Vielleicht kommen wir deshalb bei der Versuchsanordnung der Kurve b, wo sich gleichwertiges Material über und unter der aktiven Schicht befindet, der Voraussetzung einer gleichmäßigen Strahlenverteilung am nächsten, und ist es diesem Umstande zuzuschreiben, daß die Kurve b so gut mit der Theorie übereinstimmt.

Aber wir können die Kurven a und b auch noch auf eine andere Weise aus der nicht völlig strengen Gültigkeit unserer Voraussetzungen er-

klären, daß nämlich die β-Teilchen mit zunehmender Weglänge in der durchstrahlten Materie einen ganz geringen Geschwindigkeitsverlust erleiden und infolgedessen die Konstanten α und β der Gl. (5) und (6) bezw. die Konstanten p und μ der Gl. (7) und (8) etwas geändert werden.

Ist das wirklich der Fall, so wird die Durchdringungsfähigkeit der Strahlen mit der durchstrahlten Schichtdicke abnehmen, es wird also μ in Gl. (4) größer werden. Wenn wir deshalb den Logarithmus der Strahlungsintensität in seiner Abhängigkeit von der Filterdicke in ein Kurvenblatt eintragen, bekommen wir eine Kurve, die immer steiler zur Abszissenachse geneigt wird, also nach oben konvex gekrümmt ist. Eine solche Kurve haben wir nun tatsächlich in Fig. 4a erhalten.

Betrachten wir jetzt die Kurve für die reflektierte Strahlung allein (Fig. 4c), so sehen wir, daß sie steiler gegen die Abszissenachse geneigt ist, als die Kurve *a* der direkten Strahlung. Das ist weiter nicht auffallend, da die an der oberen Platte reflektierten Teilchen *d* durchschnittlich in der durchstrahlten Materie einen größeren Weg zurücklegen werden, als die direkt hindurchgehenden. Denn die Wahrscheinlichkeit für eine bestimmte Anzahl von Richtungsänderungen und einen damit verbundenen Geschwindigkeitsverlust muß mit dem in der durchstrahlten Materie zurückgelegten Weg zunehmen.

Wenn wir von einem „durchschnittlichen" Weg der Teilchen sprechen, so setzen wir stillschweigend voraus, daß nicht sämtliche Teilchen den gleichen Weg in der durchstrahlten Materie zurücklegen, daß also nicht sämtliche Teilchen denselben Geschwindigkeitsverlust erfahren. Nach Durchfliegen einer bestimmten Filterdicke haben also die austretenden Teilchen nicht durchweg die gleiche Geschwindigkeit, vielmehr werden sich die Geschwindigkeiten der einzelnen Teilchen gesetzmäßig um einen Mittelwert verteilen. Wir müssen deshalb auch von einer „durchschnittlichen" Geschwindigkeit und einem „durchschnittlichen" Durchdringungsvermögen der Teilchen an einer bestimmten Stelle sprechen.

Nach diesen Überlegungen wäre zu erwarten, daß das durchschnittliche Durchdringungsvermögen der reflektierten Strahlen mit zunehmender Filterdicke abnimmt, geradeso wie das der direkten Strahlen. — Kurve *c* in Fig. 4 ist aber innerhalb der Fehlergrenze eine gerade Linie, die auf ein konstantes mittleres Durchdringungsvermögen, also auf eine konstante mittlere Geschwindigkeit hindeutet. Das läßt sich mit den vorhin gemachten Überlegungen nicht in Einklang bringen.

Wir werden also auch für den Fall, daß wir von einer Konstanz der Geschwindigkeit absehen, zu Schlußfolgerungen geführt, die mit dem Experimente in direktem Widerspruche stehen. Deshalb können wir vorläufig nicht entscheiden, wie unsere den theoretischen Ausführungen zugrunde gelegten Annahmen umzuändern sind. Wir müssen eingestehen, daß sie wohl in erster Annäherung zu einer Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment führen, daß sie aber zur genauen Darstellung der experimentell gefundenen Tatsachen nicht ausreichen. Es ist möglich, daß die Abweichungen von dem theoretisch erforderlichen Exponentialgesetz von einer ungleichmäßigen Strahlenverteilung innerhalb der durchstrahlten Materie oder von einem Geschwindigkeitsverluste der Teilchen beim Durchgang durch Materie oder daß sie durch ungleichmäßige Strahlenverteilung und Geschwindigkeitsverlust der Teilchen bedingt sind.

Man könnte vielleicht den Einwand erheben, daß durch eine Reflexion der Teilchen an der atmosphärischen Luft über der aktiven Materie oder durch Reflexionen der Teilchen im Inneren des Zerstreuungsgefäßes Abweichungen vom Exponentialgesetz bedingt würden. Beide Faktoren haben tatsächlich einen Einfluß auf die hindurchgegangene Strahlung. Doch ist dieser Einfluß, wie ich mich durch Rechnung und durch Kontrollmessungen mit Zerstreuungsgefäßen anderer Form überzeugte, zu gering, um den Unterschied zwischen Theorie und Experiment zu erklären.

In Fig. 5 und 6 sind noch zwei Versuchsreihen ähnlichen Charakters mitgeteilt. In Fig. 5 wurde ein dünnes mit Ur X bedecktes Aluminiumfolieblatt als Strahlenquelle und Aluminium als durchstrahlte Materie benutzt. Kurve *a* bezieht sich auf den Fall, daß die aktive Materie unbedeckt, Kurve *b*, daß sie mit einer dicken Aluminiumplatte bedeckt war. Eingetragen ist

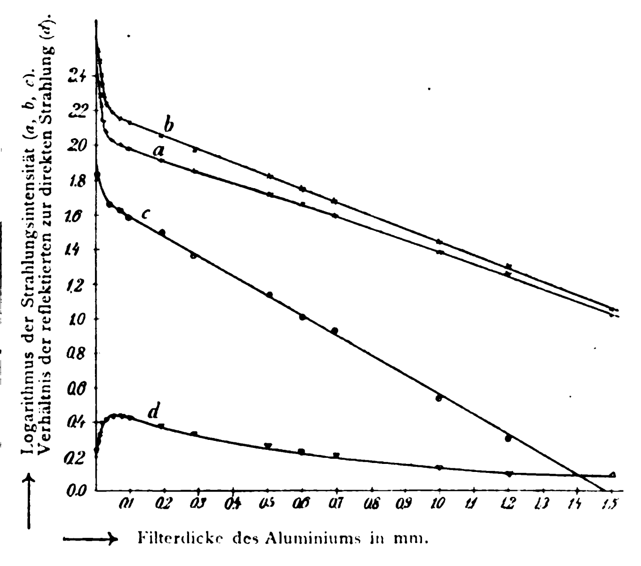


Fig. 5.

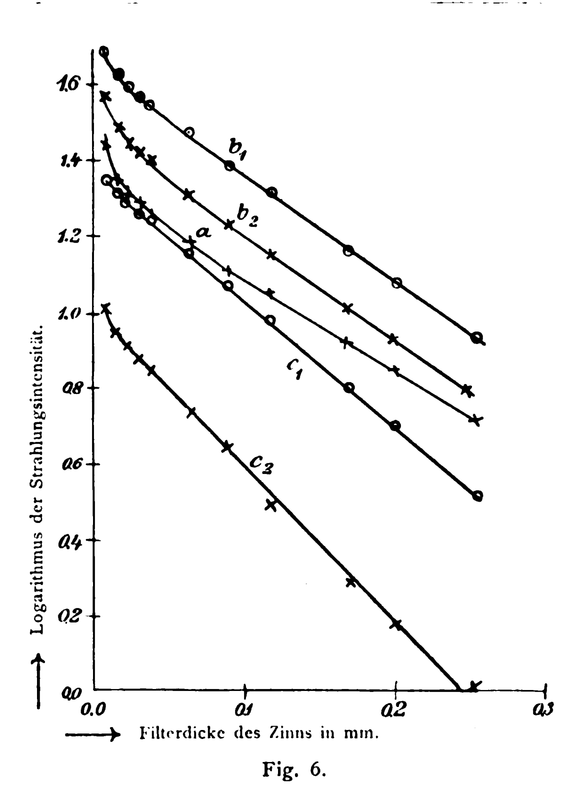


Fig. 6.

als Ordinate der Logarithmus der gemessenen Strahlungsintensität. Kurve *c* gibt den Logarithmus der reflektierten Strahlung allein und *d* das Verhältnis der reflektierten zur direkten Strahlung. Auffallend ist, daß die Kurve *c* der reflektierten Strahlung wieder, wie Kurve *c* der Fig. 4, innerhalb der Beobachtungsfehler eine Gerade ist. Kurve *a* ist, wie deutlich zu erkennen, konkav gegen die Abszissenachse gekrümmt. Auch *b* scheint, soweit sich das bei der verhältnismäßig geringen Intensitätsverminderung der ursprünglichen Strahlung beurteilen läßt, eine schwache Krümmung gleichen Charakters wie *a* zu haben.

Die numerischen Werte für μ sind:

bei Kurve *a* $\mu = 14{,}0$ cm^{-1} für $x = 0{,}2$ mm
„ „ *b* $\mu = 17{,}1$ cm^{-1}
„ „ *c* $\mu = 26{,}4$ cm^{-1}

In Fig. 6 wurde die Strahlung der aktivierten Zinnfolie durch Zinn beobachtet, wenn die aktive Materie unbedeckt (*a*), dann wenn eine Blei- (b_1) oder Aluminiumplatte (b_2) darüber lag. Die Kurven der reflektierten Strahlung sind verschieden steil zur Abszissenachse geneigt und zwar die Kurve für *Al* (c_2) steiler als die von *Pb* (c_1). Das läßt sich nach dem früher Gesagten dadurch erklären, daß die von Aluminium reflektierte Strahlung ein geringeres Durchdringungsvermögen besitzt, als die von Blei reflektierte. Freilich ist auch die andere Erklärungsmöglichkeit nicht ausgeschlossen, daß die Strahlenverteilung beidemal eine verschiedene ist, daß z. B. bei einer Bleiplatte die reflektierten Strahlen mehr um das Einfallslot zusammengedrängt sind, als bei einer Aluminiumplatte.

Die numerischen Werte für μ sind:

bei Kurve *a* $\mu = 58{,}7$ cm^{-1} für $x = 0{,}1$ mm
„ „ b_1 $\mu = 64{,}5$ cm^{-1}
„ „ b_2 $\mu = 62{,}8$ cm^{-1}
„ „ c_1 $\mu = 76{,}6$ cm^{-1}
„ „ c_2 $\mu = 93{,}3$ cm^{-1}

Die bei den Kurven *a*, b_1, b_2 und c_1 gefundenen Werte von μ unterscheiden sich nur wenig, bezw. gar nicht von den entsprechenden Werten der Fig. 4. Dagegen macht es für die numerische Bestimmung von μ bei ein und derselben Substanz außerordentlich viel aus, ob die aktive Materie unbedeckt oder bedeckt ist. Unter den hier mitgeteilten Versuchsbedingungen sind bei Zinn Unterschiede bis zu 10 Proz., bei Aluminium sogar bis zu 20 Proz. möglich. Daraus erklärt sich, daß die von den einzelnen Beobachtern angegebenen Zahlenwerte in so weiten Grenzen voneinander abweichen.

Nun hat die numerische Bestimmung von μ großes Interesse, weil sich ein merkwürdiger Zusammenhang dieser Größe mit dem Atomgewicht der durchstrahlten Substanz ergeben hat. Es nimmt nämlich μD (*D* Dichte der durchstrahlten Substanz) i. a. mit wachsendem Atomgewicht zu.

Wenn wir diesen Zusammenhang zwischen μ und Atomgewicht näher ergründen wollen, so wird es uns darauf ankommen, denjenigen Wert von μ herauszugreifen, der mit größerer Berechtigung zum Vergleiche mit anderen Größen herangezogen werden kann, als irgendein anderer. Es fragt sich nun, welcher der experimentell bestimmten Werte diesen Anforderungen am meisten genügt, welcher Wert beim Zinn z. B. als der geeignetste anzusehen ist. Wir können hier eine Entscheidung nur mit einer gewissen Willkürlichkeit treffen. Wenn wir aber berücksichtigen, daß die experimentell gefundene Kurve für die durchgehende Strahlung sich am meisten der theoretisch erforderlichen Exponentialkurve nähert, falls die aktive Materie auf allen Seiten von der zu untersuchenden Substanz umgeben ist, so werden wir einem so gefundenen Wert den Vorzug geben, also bei Zinn den Wert 62,3 cm^{-1} wählen. Denn einesteils läßt sich dieser Wert von μ wegen des geradlinigen Verlaufs der Kurve *b* in Fig. 4 mit recht großer Genauigkeit bestimmen, dann bietet er die verhältnismäßig größte Sicherheit, daß bei der gewählten Versuchsanordnung die der theoretischen Rechnung zugrunde gelegten Annahmen wirklich erfüllt sind. Nur unter Berücksichtigung dieser Annahmen wird man ja entscheiden können, ob sich aus einem Zusammenhang zwischen μ und Atomgewicht,

bezw. zwischen den Größen α und β der Gl. (5) und (6) und Atomgewicht, bestimmte einfache Folgerungen auf den Mechanismus des Durchgangs der β-Strahlen durch verschiedenartige Materie ziehen lassen[1]).

5. Messungen der reflektierten Strahlungsmenge.

Eine ähnliche Schwierigkeit wie für die numerische Bestimmung der Durchdringungsfähigkeit $1/\mu$ ergibt sich auch für die numerische Bestimmung der maximalen reflektierten Strahlungsmenge p. p war, wie wir uns erinnern wollen, nach Gl. (7) definiert als die von einer sehr dicken Platte reflektierte Strahlung, wenn die einfallende Strahlung gleich 1 gesetzt wird und mehrfache Reflexionen zwischen der bestrahlten Platte und anderen Körpern ausgeschlossen sind.

Die numerische Bestimmung von p hat deshalb großes Interesse, da auch p mit dem Atomgewicht der durchstrahlten Substanz in merkwürdigem Zusammenhang steht und mit diesem i. a. ansteigt.

In den Figuren 4 und 5 haben wir als Kurve d das Verhältnis der von der oberen Platte reflektierten Strahlung J_r zur direkten Strahlung J_d in Abhängigkeit von der durchstrahlten Filterdicke eingetragen. Natürlich müssen wir hier immer daran denken, daß bei unserer Versuchsanordnung viele der an der oberen Platte reflektierten Teilchen vorher von der unteren Platte nach oben reflektiert wurden.

Das Verhältnis J_r/J_d können wir aus den mitgeteilten Formeln berechnen, wenn wir Gl. (8) von Gl. (12) abziehen und durch Gl. (8) dividieren. Wir erhalten dann:

$$\frac{J_r}{J_d} = \frac{1 - p^2 e^{-2\mu x}}{1 - p} - 1. \qquad (13)$$

Für $x = 0$ wird, wie zu erwarten ist, $J_r/J_d = p$; für $x = \infty$, $J_r/J_d = p/1 - p$. Da $p < 1$, wird $p/1 - p > p \cdot J_r/J_d$ steigt wegen des Gliedes $e^{-2\mu x}$ mit zunehmenden x rasch auf diesen Grenzwert an.

Das Verhältnis der reflektierten zur direkten Strahlung wird also nach der Theorie mit zunehmender Filterdicke stets größer. Aus dem Experiment folgt erst ein sehr rascher Anstieg, dann ein langsames Abfallen dieser Größe (vgl. Fig. 4 u. 5 d). Wir haben also hier einen Widerspruch zwischen Theorie und Experiment, und keine Möglichkeit, eine genaue numerische Bestimmung von p vorzunehmen.

Immerhin kann man wenigstens aus den mitgeteilten Beobachtungen einen unteren Grenzwert für p berechnen. Der bei verhältnismäßig kleinen Filterdicken experimentell festgestellte maximale Wert von J_r/J_d muß kleiner sein als der theoretische Grenzwert $p/1 - p$. Es gilt also für Zinn:

$$p/1 - p > 0{,}84$$

oder

$$p > 0{,}84/1{,}84 = 0{,}46$$

und für Aluminium

$$p/1 - p > 0{,}41$$

oder

$$p > 0{,}41/1{,}41 = 0{,}29.$$

Mit Hilfe einiger hier nicht mitgeteilten Hilfsbeobachtungen läßt sich aus Fig. 4 und 5 $J_r/J_d = p$ für $x = 0$ extrapolieren. Wir erhalten so bei *Sn* $p =$ ca. 0,40 und bei *Al* $p =$ ca. 0,23, also Werte, die kleiner sind als die eben bestimmten unteren Grenzwerte. Wenn diese extrapolierten Werte auch keinen Anspruch auf sehr große Genauigkeit machen, so lassen sie immerhin erkennen, daß die bei der Filterdicke 0 überwiegende sehr weiche β-Strahlung ein kleineres p besitzt als die härtere Strahlung.

Einen wie großen Einfluß das Material der unteren Platte auf die Menge der von der oberen Platte reflektierten Strahlung hat, geht besonders gut aus einem Beobachtungssatze hervor, bei dem sich Bleifolie von 0,037 mm Dicke unter der mit Ur X bedeckten *Al*-Folie befand. Bei dieser Anordnung verursachte die direkte Strahlung die Zerstreuung 100 (in relativem Maße). Wurde jetzt eine dicke Bleiplatte oben auf die aktive Folie gelegt, so stieg die Zerstreuung auf 207, also um 107 Proz. Gerade dieses Beispiel ist wohl der beste Beweis dafür, daß ein großer Teil der von der oberen Platte reflektierten Teilchen vorher von der unteren Platte reflektiert wird und deshalb in Zickzacklinien in das Untersuchungsgefäß gelangen muß.

Der untere Grenzwert von p ergibt sich nach unseren obigen Überlegungen bei Blei zu:

$$p > 107/207 = 0{,}52.$$

Zusammenfassung der Resultate.

1. Uran-X-Präparate von spezifisch starker Aktivität können durch Vereinigung der Moore-Schlundtschen und der Becquerelschen Methode gewonnen werden.

2. Durch magnetische Ablenkungsversuche wurde die Geschwindigkeit und das Verhältnis von Ladung zu Masse der harten β-Strahlen von Ur X festgestellt. Es ergab sich:

$$v = 2{,}76 \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}$$
$$e/m = 0{,}67 \cdot 10^7 \text{ E.M.E.}$$

3. Die weiche von Ur X ausgehende Strahlung wird von Aluminium nach einem Exponentialgesetz absorbiert und im Magnetfeld im

---

1) Daß man nach dem bisher vorliegenden Zahlenmaterial tatsächlich derartige Folgerungen ziehen kann, nach denen ein individueller Unterschied der Materie den β-Strahlen gegenüber völlig zu verschwinden scheint, ist in einer früheren Arbeit (l. c.) auseinandergesetzt und wird ausführlich in einem gleichzeitig erscheinenden Bericht im Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. 5, 451—492, 1908 besprochen.

Sinne von bewegten negativen Elektrizitätsteilchen abgelenkt.

4. Die Kurven für die von Materie hindurchgelassene harte β-Strahlung sind in hohem Grade von der gewählten Versuchsanordnung abhängig. Die dabei festgestellten Abweichungen von einer unter bestimmten Annahmen theoretisch erforderlichen Exponentialkurve lassen sich nur teilweise durch eine ungleichmäßige Strahlenverteilung in der durchstrahlten Materie oder durch einen, freilich nur sehr geringen Geschwindigkeitsverlust der β-Teilchen mit zunehmender Weglänge in der durchstrahlten Materie erklären.

5. Für den absoluten Wert der von einer sehr dicken Platte reflektierten β-Strahlung läßt sich aus den mitgeteilten Versuchen eine untere Grenze berechnen. Der absolute Wert der reflektierten Strahlung ist bei der harten β-Strahlung größer als bei der weichen.

Gießen, 12. November 1908. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 13. November 1908.)

Demonstrationsversuche zur Ankerrückwirkung bei Gleichstrommaschinen.

Von Hermann Scholl.

Bei Gelegenheit einer Vorlesung über Elektrotechnik fiel mir an einer kleinen Gleichstrommaschine ein in mehrfacher Beziehung merkwürdiges Verhalten auf, dessen Erklärung sich aus der sehr starken Ankerrückwirkung der Maschine ergab. Die genauere Verfolgung dieser Erscheinung führte dann zu den weiter unten beschriebenen Versuchen. Nicht alle von diesen sind neu; aber auch, was hiervon bereits bekannt ist[1]), findet sich selbst in den einschlägigen Lehrbüchern selten. Und da gerade diese Versuche die Ankerrückwirkung recht eindringlich demonstrieren, mögen auch sie, quantitativ ausgebaut, hier Platz finden.

Bekanntlich ist der im Anker einer Dynamomaschine fließende Strom von Einfluß auf die Größe (und auch auf die Verteilung) der magnetischen Feldstärke, also, kurz gesagt, auf den magnetischen Kraftlinienfluß der Maschine. Der Einfluß dieser, für das tiefergehende Verständnis der Generatoren und Motoren wichtige, als „Ankerrückwirkung" bezeichneten Erscheinung läßt sich für Gleichstrommaschinen in folgendem Satz zusammenfassen: Verschiebung der Bürsten aus der Symmetrielage nach vorwärts (d. h. im Sinne der Ankerrotation) schwächt den Kraftlinienfluß des Generators, verstärkt aber denjenigen des Motors. Die Richtigkeit dieses allgemeingültigen (für zwei- und mehrpolige Maschinen mit Ring- oder Trommelanker zutreffenden) Satzes ergibt sich aus den (der Durchsichtigkeit wegen für eine zweipolige Trommelmaschine gezeichneten) Skizzen Fig. 1 und 2. Soll bei den angenommenen Vorzeichen der Feldpole und dem angedeuteten Drehsinn die eine Maschine Generator, die andere Motor sein, so müssen in den Ankerdrähten Ströme von der gezeichneten Richtung fließen (wie üblich bedeutet ⊙ einen auf den Beschauer zu, ⊗ einen vom Beschauer weg fließenden Strom). Die in beiden Fällen gleichsinnige Verschiebung

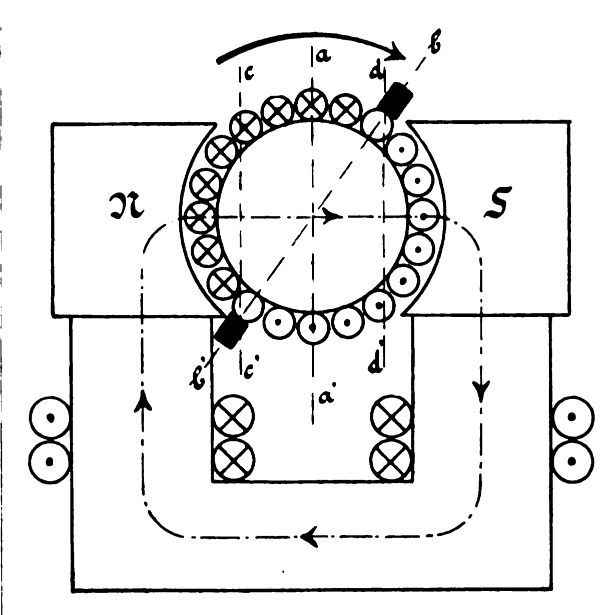


Fig. 1.

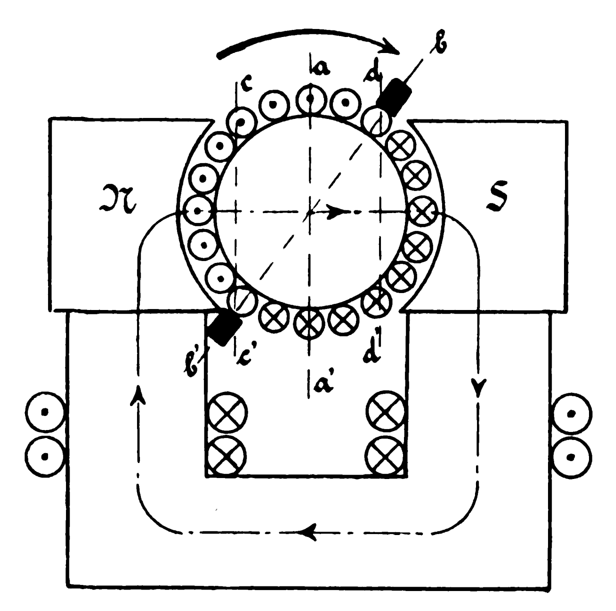


Fig. 2.

1) Bei J. und E. Hopkinson, Proceed. Roy. Soc. London, **40**, 326, 1886, fand ich die kurze Bemerkung, daß Erregung von Gleichstrom-Generatoren und -Motoren möglich sei durch bloße Ankerrückwirkung. Weiteres ist dort nicht angegeben.

der Bürsten aus der Symmetrielage aa' nach vorwärts in die Stellung bb' hat zur Folge, daß die zwischen c' und d' liegenden stromdurchflossenen Ankerdrähte, da sie die von den Kraftlinien umschlungene Strommenge, also die magnetomotorische Kraft, im ersten Fall verringern, im letztern vergrößern, dort der Feldmagnetisierung entgegenwirken, hier sie unterstützen, d. h. daß beim Generator der Ankerstrom bei vorwärts geschobenen Bürsten entmagnetisierend wirkt, während beim Motor das Umgekehrte vorliegt (der in der „Quermagnetisierung" des Ankers bestehende, ungleiche Feldverteilung unter den Polschuhen bewirkende Einfluß der übrigen Ankerströme, links von cc' und rechts von dd', kann, als die Gesamtzahl der Kraftlinien nur unwesentlich verändernd, aus der Betrachtung ausscheiden). Bei Rückwärtsverschiebung der Bürsten tritt ersichtlich das Gegenteil ein.

Häufig reicht diese Ankerrückwirkung für sich ganz allein aus, einen verhältnismäßig starken Kraftlinienfluß durch die Maschine hindurchzutreiben; solche Dynamomaschinen können also als Generatoren oder Motoren **ohne jede besondere Erregung** benutzt werden[1]).

Durch Ankerrückwirkung erregter Gleichstromgenerator.

Verbindet man (Fig. 3) die Bürsten eines rotierenden Gleichstromankers über Amperemeter A und Regulierwiderstand R miteinander (also **ohne** Benutzung der auf den Schenkeln angebrachten Feldbewicklung), so kann die Maschine, falls die Bürsten in der Symmetrielage aa' stehen oder von dort aus nach vorwärts verschoben sind, keinen erheblichen Strom geben[2]); ein solcher würde ja überhaupt nicht, bzw. entmagnetisierend, wirken, also das remamente Feld, das ihn erzeugte, nur schwächen können. Bewegt man aber die Bürsten von aa' aus nach rückwärts, so tritt (R bleibt unverändert) bei bestimmtem α ziemlich plötzlich Erregung ein, mit weiterer Bürstenverschiebung wächst der gelieferte Strom, durchläuft ein Maximum und fällt wieder auf Null herab. Denn mit wachsendem α wird die Lage der ganzen Ankerwicklung in magnetischer Hinsicht immer günstiger, in elektromotorischer aber immer ungünstiger, derart, daß bei $\alpha = 90^0$ die gesamte elektromotorische Kraft und damit auch der gelieferte Strom auf Null sinken muß; bei mittleren Werten der Bürstenverschiebung muß also der Strom durch ein Maximum hindurchgehen. Dieses Strommaximum wäre, wenn der Anker in einem homogenen Magnetfeld rotierte, bei $\alpha = 45^0$ zu erwarten; die Zusammendrängung der Kraftlinien auf die Polflächen dagegen hat zur Folge, daß der stärkste Strom ungefähr dann erreicht wird, wenn der Bürstendurchmesser die Polkanten trifft. Fig. 4 zeigt für einen mit konstanter Tourenzahl auf konstanten Widerstand arbeitenden Generator den Verlauf der Stromstärke in Abhängigkeit vom Bürstenwinkel α, für beide Umdrehungsrichtungen (daß für $\alpha = 0$ und $\pm 180^0$ beide Kurven nicht durch den Nullpunkt gehen, liegt am remanenten Magnetismus; bei $\alpha = \pm 90^0$ müssen sie dies aus dem erwähnten Grunde wohl tun). Die Strommaxima liegen bei $\alpha = +37^0$, sind also um 74^0 voneinander entfernt, während bei dieser Maschine der Winkel zwischen den Polkantendurchmessern etwa 76^0 beträgt.

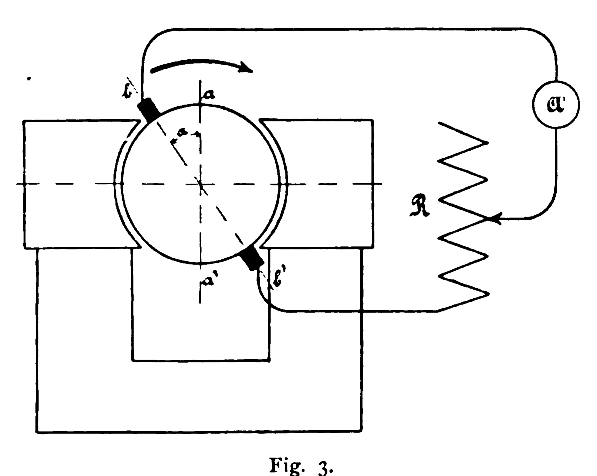


Fig. 3.

Natürlich besitzt bei fester Bürstenstellung eine solche Maschine die charakteristischen Eigenschaften der Reihendynamo; die erregenden Amperewindungen sind ja proportional der gelieferten Stromstärke. Erhöht man also, bei konstantem Gesamtwiderstand W, vom Stillstand ausgehend allmählich die Geschwindigkeit, so tritt plötzlich bei bestimmter Tourenzahl n Erregung ein. Diese kritische Geschwindigkeit ist proportional dem Gesamtwiderstand, somit der Quotient $\left(\frac{n}{W}\right)$ eine Konstante (die **Frölich**schen „toten Touren"). In unserm Fall wird, wegen der vergleichsweise doch schwachen Erregung, der Betrag der toten Touren ziemlich hoch sein. Immerhin ist er bei der erwähnten Maschine für die günstigste Bürstenstellung nicht mehr als 160; da der Ankerwiderstand 5,5 Ohm ist, beginnt also Erregung und damit merkliche Stromlieferung, sobald bei der genannten Bürstenstellung die Geschwindigkeit des kurzgeschlossenen Ankers über 880 Touren pro Minute steigt. Natürlich ist bei allen andern Bürstenstellungen

1) Vgl. J. und E. **Hopkinson**, Proceed. Roy. Soc. London, **40**, 326, 1886.

2) Ein schwacher, vom remanenten Magnetismus herrührender Strom ist natürlich auch hier vorhanden.

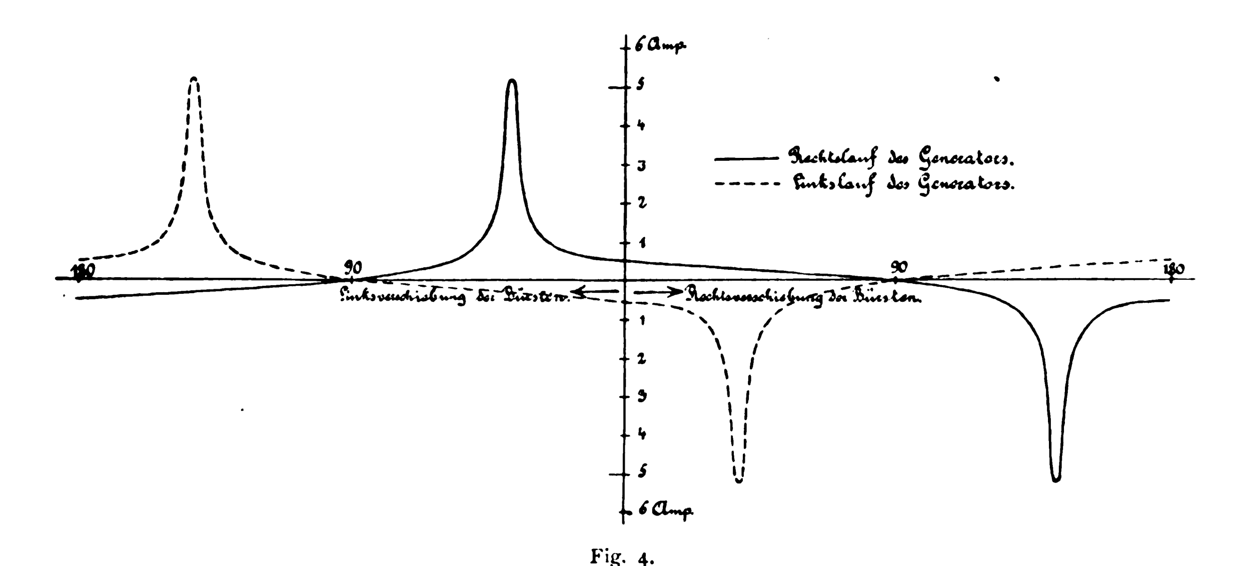


Fig. 4.

$\left(\frac{n}{W}\right)$ größer als 160, z. B. ca. 250 bei $\alpha = 25^0$, ca. 300 bei $\alpha = 50^0$.

Die im vorstehenden beschriebene Erregung durch bloße Ankerrückwirkung wird um so leichter geschehen, der Versuch also um so besser gelingen, je geringer die „toten Touren" sind. Dazu muß aber in der Hauptsache der magnetische Widerstand der Maschine klein sein. Deshalb sind für den Versuch nur Maschinen neuerer Bauart, also mit gutem magnetischen Schluß, geeignet. Und noch eins ist zu berücksichtigen. Bekanntlich muß man, um bei Gleichstromgeneratoren Funkenfreiheit zu erzielen, die Bürsten im Sinne der Drehung, also nach vorwärts, verschieben; nur dann ist es möglich, daß die aus einer Ankerhälfte in die andere übertretende Ankerspule im Augenblick des durch die Bürsten bewirkten Kurzschlusses ein solches Feld passiert, daß der Kurzschlußstrom von derselben Richtung wird wie derjenige Ankerstrom, in den die Spule sofort danach eintritt. Da aber im vorliegenden Fall, wenn überhaupt Erregung stattfinden soll, die Bürsten nach rückwärts verschoben werden müssen, läßt sich Funkenbildung nicht vermeiden. Deshalb ist der Versuch bei großen Maschinen wegen Gefährdung des Kollektors nicht ausführbar; bei kleineren aber mit ihren geringeren Leistungen wird der Kollektor nicht allzusehr angegriffen. So sind denn auch die bereits oben und im folgenden erwähnten Resultate gewonnen an einer (ursprünglich als Nebenschlußmotor) für 70 Volt gebauten neueren Dynamo mit Nutenanker von ca. 0,1 PS.

Da ein starker Kurzschlußstrom hier die Funkenbildung nur vermehren kann, da er ferner eine Energieverschwendung bedeutet und zur Erwärmung des Ankers beiträgt, vor allen Dingen aber, weil er wegen der Lage der von ihm durchflossenen Ankerspulen zur Folge hat, daß die Richtung der resultierenden Magnetisierung des Ankers aus dem Bürstendurchmesser $b b'$ näher in die Symmetrielinie $a a'$ zurückgedreht, also die wirksame magnetomotorische Kraft vermindert und damit das Gelingen des Versuchs in Frage gestellt wird, so ist dafür Sorge zu tragen, daß der Kurzschlußstrom nach Möglichkeit verringert und in seiner Dauer abgekürzt wird; darauf ist um so größeres Gewicht zu legen, als ja in unserm Fall (im Gegensatz zu der gewöhnlichen Anordnung mit besonderer Felderregung) die Ankerspulen im Augenblick des Kurzschlusses ein bedeutendes Magnetfeld passieren, so daß der aus den erwähnten Gründen störende Kurzschlußstrom leicht erhebliche Werte erreicht. Verringerung der Kurzschlußdauer und damit gleichzeitig, wegen der Selbstinduktion der Ankerspule, Herabdrückung des maximalen Kurzschlußstromes, also zusammen genommen tunlichste Verminderung von dessen störendem Einfluß, ist nur zu erzielen durch möglichst geringe Ausdehnung der Bürstenfläche in Richtung der Bewegung. Die Bürstenenden sind also so zu bearbeiten, daß sie den Kollektor nur auf kurzer Strecke berühren und sicherlich nicht auf mehr als zwei Lamellen gleichzeitig aufliegen. Am zweckmäßigsten sind Kohlebürsten, lang in der Längsrichtung des Kollektors, aber möglichst dünn längs des Umfangs gemessen. Die zu den vorliegenden Versuchen benutzte Dynamo, die ursprünglich dicke Kupferbürsten trug, wurde mit Kohlebürsten von 20×5 mm ausgerüstet; dann erst gelang der Versuch gut (die mitgeteilten Zahlen beziehen sich bereits auf die Kohlebürsten). Die Demonstration gestaltet sich am effektvollsten, wenn man zum Antrieb einen ziemlich schwachen

Motor wählt; bei allmählicher Verschiebung der Generatorbürsten ertönt in dem Augenblick, wo diese in den wirksamen Bereich kommen und die Erregung eintritt, plötzlich der hoch einsetzende und dann schnell tief werdende Kollektorton, die plötzliche starke Mehrbelastung deutlich erkennen lassend.

Erfüllen die Bürsten die genannte Bedingung, dann ist der Nutzeffekt des Generators nicht schlecht; so beträgt für die hier benutzte kleine Maschine der totale Wirkungsgrad bis über 50 Proz. bei einer Nutzleistung von nur ca. 100 Watt (4 Ampere bei 26 Volt).

Die Bürstenverschiebung gibt ein Mittel an die Hand, die Charakteristik des Generators innerhalb gewisser Grenzen beliebig zu beeinflussen; sie hat ja denselben Effekt, wie eine Änderung der Windungszahl auf Schenkel und Anker einer gewöhnlichen Hauptstrommaschine. Man kann also, je nach der Bürstenstellung, der Maschine stärkeren Strom bei geringerer Spannung oder schwächeren Strom bei höherer Spannung entnehmen. Z. B. betragen bei unserer Dynamo für eine und dieselbe Tourenzahl (2400 pro Minute) Stromstärke $\mathfrak{J}$ und Klemmspannung e bei verschiedenen Bürstenwinkeln α:

$\alpha = 37^0$ $\mathfrak{J} = 2$ Amp. $e = 20$ Volt
$= 25^0$ $= 5$ „ $= 8$ „

Dieselbe Nutzleistung von 40 Watt wird also bei ziemlich verschiedenen Stromstärken und Spannungen erzielt; allerdings ist im zweiten Fall, in dem die Bürsten sich nicht in der günstigsten Stellung befinden, der Wirkungsgrad um einiges geringer als im ersten Fall.

Alle die beschriebenen Versuche waren angestellt an einer Maschine, welche, wie schon erwähnt, eine (zu den bisherigen Versuchen nicht benutzte) Nebenschlußwicklung besitzt. Offenbar kann man, unter Mitbenutzung dieser Nebenschlußwicklung, aus dem Ganzen eine Compoundmaschine machen, bei welcher der Effekt der den Spannungsabfall im Anker durch entsprechend stärkere Erregung kompensierenden direkten Wicklung durch den Einfluß der Ankerrückwirkung ersetzt ist. Die Bürsten sind also auch hier nach rückwärts zu verschieben; die geeignete Stellung ist leicht auszuprobieren. Fig. 5 zeigt die Abhängigkeit der Klemmspannung von der Nutzstromstärke für verschiedene Bürstenstellungen. Bei $\alpha = 0^0$, wenn also der Ankerstrom keinen magnetisierenden Einfluß ausübt, fällt die Klemmspannung außerordentlich schnell ab, sobald man der Maschine Strom entnimmt; ja, über 0,7 Ampere ist der Strom überhaupt nicht zu bringen. Bei $\alpha = 17^0$ ist die magnetisierende Wirkung des Ankerstroms noch zu gering, bei $\alpha = 37^0$ ist die Maschine schon stark „übercompoundiert"; bei $\alpha = 27^0$ aber besitzt sie außerordentlich konstante Klemmspannung im Strombereich von 0 bis über 4 Ampere, für Leistungen bis über 300 Watt. Die Anordnung gestattet also sehr deutlich durch bloße Bürstenverschiebung den Einfluß einer schwächeren oder stärkeren direkten Bewicklung auf die Konstanz der Klemmspannung zu demonstrieren.

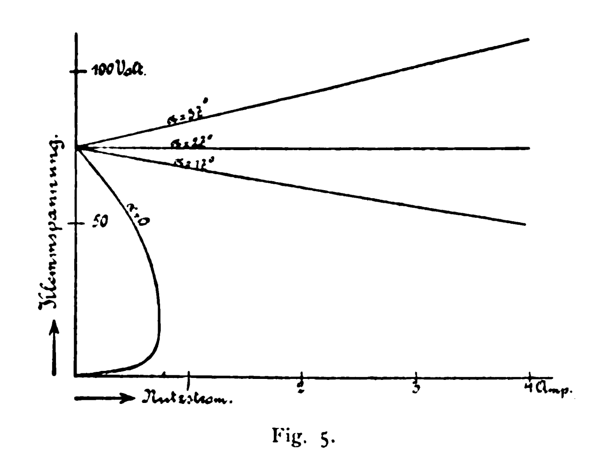


Fig. 5.

Durch Ankerrückwirkung erregter Gleichstrommotor.

Legt man an die in der Symmetrielage $a\,a$ stehenden Bürsten einer Gleichstrommaschine nach Abschalten der Feldbewicklung eine Spannung an, so bleibt aus Symmetriegründen der Anker in Ruhe. Verschiebt man aber die Bürsten in der einen oder andern Richtung, so wird die Maschine von einem Kraftlinienfluß durchsetzt, es entsteht also ein Drehmoment, und zwar von solcher Richtung, daß im Sinne der daraus folgenden Rotation die Bürsten nach vorwärts verschoben sind; denn beim Motor ist es ja die Vorwärtsverschiebung der Bürsten, welche das Magnetfeld verstärkt, bezw. welche hier das geeignete Magnetfeld erst erzeugt. Bewegt man also aus der Symmetriestellung die Bürsten nach rechts, so setzt sich der Anker in diesem selben Sinne in Bewegung. Geht man in die Symmetriestellung zurück, so kommt der Anker zur Ruhe; verschiebt man aber weiter nach links, so geht auch der Anker in linksläufigem Sinne an. Man hat also in der bloßen Bürstenstellung ein einfachstes Mittel, den Motor umzusteuern und ihn innerhalb gewisser Grenzen nach Belieben schnell und langsam laufen zu lassen. Im übrigen besitzt der Motor bei dieser Schaltung natürlich die Eigenschaften des Hauptstrommotors.

Dieser Versuch gelingt viel leichter als der analoge beim Generator, aus demselben Grund, warum eine Dynamo überhaupt als Motor leichter funktioniert wie als Generator: die beim Generator auftretenden Schwierigkeiten der Erregung, die es ja auch bewirken, daß überhaupt erst nach Überschreiten der „toten Touren" Strom geliefert wird, fallen beim Motor fort, hier ist

vielmehr von vornherein (in unserm Fall bei geeigneter Bürstenstellung) die Erregung gesichert. Daher kommt es hier viel weniger auf guten magnetischen Schluß der ganzen Maschine an; alle Maschinen, mit denen ich den Versuch machte, liefen glatt an, darunter auch ganz veraltete, in magnetischer Beziehung ungünstig konstruierte Typen.

Wie im Fall des Generators die Stromstärke bei allmählicher Vergrößerung des Bürstenwinkels α durch ein Maximum hindurchging, so zeigt hier, und zwar aus denselben Gründen, das Drehmoment für konstante Stromstärke einen ähnlichen Verlauf (Fig. 6): bei $\alpha = 0$ ist

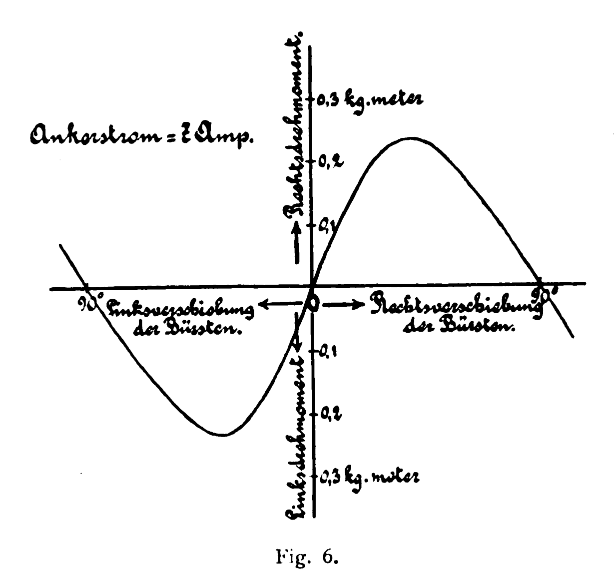


Fig. 6.

kein geeignetes Magnetfeld vorhanden, bei $\alpha = 90^0$ ist die Anordnung der stromdurchflossenen Ankerdrähte symmetrisch zur Richtung des dann starken Magnetfeldes. Dazwischen liegt das Maximum des Drehmoments, und zwar merklich zusammenfallend ($\alpha = 37^0$) mit dem des Stroms beim Generator.

Auch hier ist Funkenfreiheit nicht zu erzielen; denn diese läßt sich bekanntlich beim Motor nur durch Rückwärtsverschiebung der Bürsten erreichen, während ja hier die Bürsten der Erregung wegen vorwärts verschoben sein müssen. Auch dieser Versuch ist also zweckmäßig mit kleineren Motoren anzustellen. Der unvermeidliche Kurzschlußstrom, der auch hier, aus denselben Gründen wie beim Generator, nur störend wirkt, muß also durch dieselben Mittel wie dort (geeignete Beschaffenheit der Bürsten) möglichst unterdrückt werden. Die für unsere Versuche benutzte, mit Kohlebürsten ausgerüstete kleine Maschine lieferte einen höchsten Nutzeffekt von etwa 60 Proz. bei einer Nutzleistung von etwa $^1/_4$ PS.

Besitzt die zu den Versuchen verwendete Maschine Nebenschlußwicklung, so kann man durch deren Mitbenutzung den Motor als Compoundmotor laufen lassen, wobei die magnetisierende Wirkung der direkten Bewicklung durch die Ankerrückwirkung ersetzt ist. Dabei kann man diese letztere, je nach dem Sinn der Bürstenverschiebung, entweder die Nebenschlußwicklung unterstützen lassen (Bürsten also vorwärts verschoben), so daß sie nur, wie bei Aufzugsmotoren und ähnlichen, den Zweck hat, möglichst großes Drehmoment für den Anlauf zu erzeugen; oder man kann sie der Nebenschlußwicklung entgegenschalten (Bürsten rückwärts verschoben), so daß sie bei stärkerer Belastung das Magnetfeld schwächt und dadurch das sonst eintretende Herabgehen der Tourenzahl kompensiert. Tatsächlich ließ sich bei der untersuchten Maschine durch geeignete Rückwärtsverschiebung der Bürsten die Tourenzahl innerhalb gewisser Grenzen von der Belastung unabhängig machen. Dies trat beim Bürstenwinkel $\alpha = 30^0$ ein; war α kleiner, dann sank die Tourenzahl beim Bremsen, machte man aber α größer als 30^0, dann war der Motor „übercompoundiert", und wies eine recht merkliche Steigerung seiner Umdrehungszahl beim Übergang vom Leerlauf zur Belastung auf.

In dem Falle, daß der Einfluß der Ankerrückwirkung so stark ist, daß er schließlich bei einer noch statthaften Ankerstromstärke die magnetisierende Wirkung der Nebenschlußwicklung überwiegt, resultiert aus dem Zusammenarbeiten beider magnetisierenden Kräfte ein eigentümliches Verhalten des Motors, das besonders eindrucksvoll die Gegenmagnetisierung durch den Ankerstrom zur Darstellung bringt. Treiben nämlich Nebenschluß- und Ankerstrom in umgekehrtem Sinne Kraftlinien durch die Maschine hindurch, so muß offenbar bei zunehmendem Ankerstrom das Drehmoment des Ankers erst ansteigen, durch ein Maximum gehen, Null passieren und endlich negative Werte erreichen. Fig. 7 zeigt für unsere Maschine diesen Verlauf des Drehmomentes, wenn die Bürsten in der für starke Ankerrückwirkung günstigsten Stellung stehen ($\alpha = 37^0$). Bis 7,2 Ampere ist das Drehmoment von derselben Richtung, etwa rechtsdrehend. Bei 7,2 Amp. ist es Null geworden; stellt man also durch geeigneten Vorschaltwiderstand diese Stromstärke im ruhenden Anker her, dann setzt er sich weder im einen noch im andern Sinn in Bewegung. Drehung des (unbelasteten) Ankers beginnt vielmehr erst, wenn der Ankerstrom durch geeignete Änderung des Vorschaltwiderstandes entweder unter ca. 6,5 Amp. gesunken (Rechtslauf) oder über 7,7 Amp. gestiegen ist (Linkslauf), d. h. wenn im einen oder andern Sinn das Drehmoment über das für den Leerlauf erforderliche D_l hinauswächst. Schaltet man also den unbelasteten Anker über geeigneten Vorschaltwiderstand an

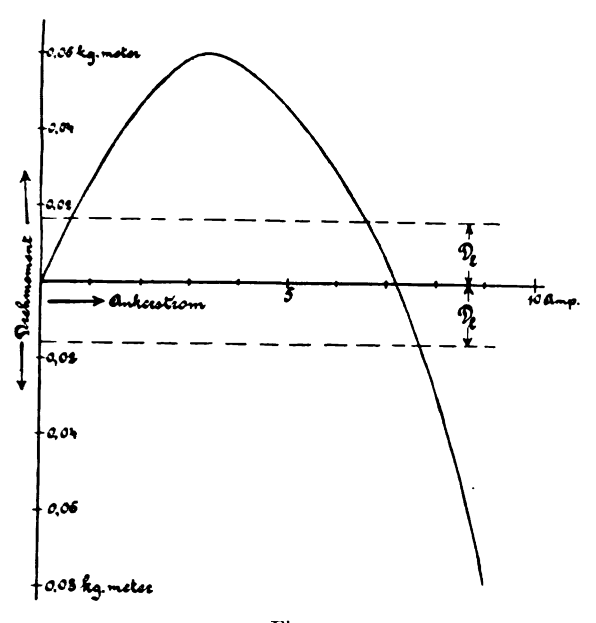


Fig. 7.

die Stromquelle an und sorgt durch vorsichtiges Ausschalten des Anlassers dafür, daß die Ankerstromstärke niemals über 6,5 Amp. steigt, dann erfolgt der Anlauf in normaler Weise in rechtsläufigem Sinn und die Tourenzahl wird schließlich bei 0,6 Amp. stabil. Läßt man aber durch schnelleres Bewegen des Anlasserhebels die Stromstärke über 6,5 Amp. steigen, dann nimmt sofort, weil jetzt das erforderliche D_l nicht mehr vorhanden ist, die Tourenzahl ab, die Stromstärke steigt weiter an, springt in den linksläufigen Bereich über, der Anker kommt schnell zur Ruhe, um sofort mit großer Geschwindigkeit in linksläufigem Sinn anzulaufen; die neue stabile Tourenzahl stellt sich dann bei etwa 7,7 Amp. ein. Und weiter. Man bringe den Anker durch vorsichtiges Behandeln des Anlassers in rechtsläufigem Sinn auf volle Tourenzahl; die Stromstärke beträgt also etwa 0,6 Amp. Bremst man nun schwach, so steigt die Stromstärke und die Tourenzahl geht etwas herab, hebt man die Bremse ab, so stellen sich die alten Verhältnisse wieder her. Aber das gilt nur, solange die Ankerstromstärke beim Bremsen nicht über etwa 3,2 Amp. hinaus wächst; zieht man die Bremse so stark an, daß dies geschieht, dann verringert sich das treibende Drehmoment des Ankers, die Tourenzahl sinkt, also die Stromstärke steigt schnell, das Drehmoment geht damit durch Null zu negativen Werten über, der Anker kommt schnell zur Ruhe, läuft im entgegengesetzten Sinn an, und seine Stromstärke stellt sich schließlich auf einen Wert jedenfalls oberhalb von etwa 8,7 Amp. ein.

Dieses eben beschriebene Verhalten ist natürlich auch gelegentlich bei Compoundmotoren zu beobachten, falls eben nur deren direkte Bewicklung von sehr kräftiger Wirksamkeit ist. Ja, bisweilen zeigen sogar gewöhnliche Nebenschlußmotoren, deren Bürsten nur so weit rückwärts verschoben sind, wie es zur Beseitigung der Funken erforderlich ist, die erwähnte plötzliche Umkehr der Drehungsrichtung; allerdings muß man dazu schon durch sehr unvorsichtiges Handhaben des Anlassers oder sehr starkes Bremsen die Ankerstromstärke weit über das zulässige Maß hinaus treiben.

Zum Schluß sei noch ein eigentümliches „Pendeln", ein abwechselndes An- und Absteigen der Tourenzahl bei Gleichstrommotoren beschrieben, das aus dem Zusammenwirken zweier entgegengesetzter magnetomorischer Kräfte folgt und an unserm Motor mit starker Ankerrückwirkung sehr deutlich, zweifellos aber auch an jedem Compoundmotor beobachtet werden kann. Man weiß, daß Hauptstrom- oder normale Nebenschlußmotoren bei Änderung ihres Belastungszustandes der neuen Gleichgewichtstourenzahl aperiodisch zustreben. Anders ist es mit unserm Motor. Sobald bei ihm die Ankerstromstärke und damit auch die magnetomotorische Kraft, also der Kraftlinienfluß, sich ändert, entsteht (durch Transformatoreffekt) in der Nebenschlußwicklung eine induktionselektromotorische Kraft, welche eine entsprechende Schwankung des Nebenschlußstroms hervorruft. Diese Schwankung kann an einem vom Nebenschlußstrom durchflossenen Amperemeter mit genügend schneller Einstellung, besser noch an einem Einthovenschen Saitengalvanometer bequem verfolgt werden; in Übereinstimmung mit den Induktionsgesetzen ist der Nebenschlußstrom stärker als beim stationären Gleichgewicht, solange der Ankerstrom wächst, also der Kraftlinienfluß sich verringert, während der Nebenschlußstrom unter den Gleichgewichtswert sinkt, solange der Ankerstrom abnimmt. Wenn man nun den in normaler Weise (also mit überwiegender Nebenschlußmagnetisierung) rotierenden Anker vorsichtig so weit belastet, daß seine Stromstärke nahe den kritischen Wert 3,2 Amp. erreicht (bei dem kleinen Motor ließ sich das am bequemsten durch Anpressen eines Tuchs an die Riemenscheibe mit der Hand ausführen), und dann plötzlich die Belastung aufhebt, dann steigt zunächst die Geschwindigkeit bedeutend an, so daß der Ankerstrom herabgeht. Währenddem aber sinkt die Nebenschlußstromstärke unter den normalen Wert, das Magnetfeld ist somit verhältnismäßig schwach, die Tourenzahl steigt also höher als dem neuen Gleichgewicht (Leerlauf) entspricht. Schließlich hört aber einmal das Sinken der Ankerstromstärke auf, Nebenschlußstrom und Feldstärke steigen auf den normalen Wert und die Tourenzahl geht bei

gleichzeitigem Steigen des Ankerstroms wieder herab, worauf die umgekehrte Halbschwingung beginnt.

Der Effekt dieser sich gegenseitig beeinflussenden Faktoren ist also der, daß bei plötzlicher Änderung des Belastungszustandes das neue Gleichgewicht nicht einfach aperiodisch, sondern undulatorisch erreicht wird. Bei der stets benutzten kleinen Maschine ließen sich diese Schwingungen der Tourenzahl gut erkennen an dem Auf- und Absteigen der Tonhöhe; gleichzeitig war an einem Einthovenschen Saitengalvanometer entsprechendes Sinken und Steigen sowohl der Anker- als auch der Nebenschlußstromstärke erkennbar, wobei zwei bis drei volle Schwingungen von stark gedämpftem Charakter verfolgt werden konnten. Es war sehr leicht, durch geeignetes Bremsen und darauf plötzliches Freigeben des Motors den ersten Anstieg der Tourenzahl und den damit verbundenen Absturz der Ankerstromstärke so weit zu treiben, daß der Ankerstrom eine kurze Zeit hindurch ganz erhebliche negative Werte besaß, die Maschine also als Generator wirkte. Das ist ja auch verständlich, weil gerade dann, wenn die Tourenzahl sehr hoch angestiegen ist, der schwache Nebenschlußstrom und mit ihm die Feldstärke zu wachsen beginnen, so daß nun bei geeigneten Verhältnissen die elektromotorische Gegenkraft des Ankers über die angelegte Spannung hinaus wachsen kann. Alles dies tritt aber nur ein, wenn die Bürsten stark rückwärts verschoben sind; andernfalls wird die neue Tourenzahl durchaus aperiodisch erreicht und die Stromstärke stellt sich ohne alle Schwingungen auf den neuen Wert ein.

Eine der eben beschriebenen analoge Erscheinung kann man übrigens auch beim ähnlich geschalteten Generator beobachten, also bei einem Compoundgenerator, bei dem aber die direkte Bewicklung nicht, wie gewöhnlich, im gleichen Sinn wie die Nebenschlußwicklung, sondern ihr entgegenwirkt, oder bei unserer Maschine mit Nebenschlußbenutzung und vorwärts verschobenen Bürsten. Aus ähnlichen Gründen, wie oben bei Änderung der mechanischen Belastung die Tourenzahl, nähern sich hier bei einer plötzlichen Änderung der elektrischen Belastung (Vergrößerung oder Verkleinerung des äußern Widerstandes) die elektrischen Größen nicht aperiodisch, sondern undulatorisch den neuen Dauerwerten. Auch hier tritt dies nur ein, wenn die magnetisierende Wirkung des Ankers stark und derjenigen des Nebenschlusses entgegengerichtet ist (Bürsten um ca. 37^0 vorwärts verschoben), während durchaus stetiger und aperiodischer Übergang der Stromstärke vom einen zum andern Dauerwert stattfindet, wenn die Bürsten in der Symmetrielage stehen oder nach rückwärts verschoben sind. Übrigens vollzog sich bei der kleinen Maschine der ganze Vorgang sehr schnell, entsprach also einer sehr kurzen Schwingungsdauer und außerordentlich starken Dämpfung; nur mit dem Einthovenschen Saitengalvanometer war etwa eine Vollschwingung nachzuweisen.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 24. November 1908.)

Über die Funkenverluste in einem geschlossenen Schwingungskreise.

Von E. Jacob.

In seinen Mitteilungen über den sogenannten Funkenwiderstand weist Roschansky[1]) darauf hin, daß zwei verschiedene, theoretische Auffassungen dieses Phänomens bis jetzt bestanden haben, diejenige von Heydweiller und die andere von Simon. Der Verfasser hebt hervor, wie eine Reihe von Versuchsmethoden zur Bestimmung des Funkenwiderstandes angewendet worden sind, die aber alle nicht die Entscheidung zugunsten einer Auffassung herbeiführen konnten, da sie nicht den Funkenwiderstand direkt, ohne jede Voraussetzung zu messen gestatteten. Von ganz ähnlichen Erwägungen ausgehend, ist von mir auf Anregung des Herrn Dr. Reich der Versuch unternommen worden, vermittels des Oszillographen in die Verhältnisse der Funkenentladung einzudringen, da ja auch dieser Apparat es gestattet, das logarithmische Dekrement der Dämpfung in allen Phasen der Entladung zu bestimmen.

Die Versuchsmethode.

Die hierbei gewählte Versuchsanordnung war die folgende: der untersuchte Schwingungskreis I wurde gebildet aus der Kapazität C, der Selbstinduktion L und der Funkenstrecke F (vgl. Fig. 1). Die Kapazität C wurde durch den Sekundärstrom eines Induktoriums aufgeladen, das primär mit Gleichstrom von 110—120 V gespeist und mittels Wehneltunterbrechers betrieben wurde. Zur Aufnahme der Stromkurven war die eine Meßschleife des Oszillographen in der in Fig. 1 angedeuteten Weise in den Schwingungskreis eingeschaltet.

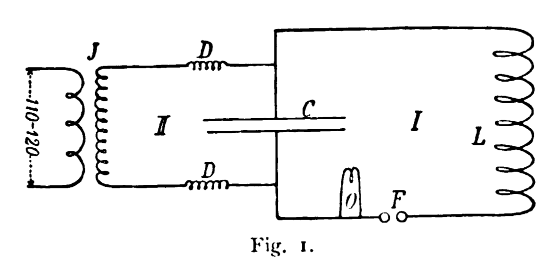


Fig. 1.

1) Diese Zeitschr. 9, 627, 1908.



Um die Verluste in der Funkenstrecke, also die Funkendämpfung zu untersuchen, mußte die Dämpfung des Systems ohne Funkenstrecke möglichst klein gemacht werden. Es wurden daher die Dimensionen des Schwingungskreises wie folgt gewählt. Als Selbstinduktion diente eine eisenfreie Spule von 2200 Windungen 1,5 qmm starken Kupferdrahtes, deren Selbstinduktion zu 1,270 H. bestimmt wurde. Der verwendete Glasplattenkondensator, der zur Vermeidung der Randstrahlung unter Öl gesetzt war, ergab eine Kapazität von 0,0322 M.-F., so daß sich die Schwingungsdauer des Systems berechnete zu $1{,}276 \cdot 10^{-3}$ sec, ein Wert, von dem die Ausmessung der Oszillogramme nur um 0,5 Proz. abwich. Der Ohmsche Widerstand des gesamten Schwingungskreises betrug 19,81 Ω.

In diesen Kreis wurden Funkenstrecken verschiedener Länge und verschiedenen Materials eingeschaltet, und der Schwingungsvorgang wurde mit dem Oszillographen photographisch aufgenommen. Aus diesen erhaltenen Oszillogrammen ergibt sich die Gesamtdämpfung des Schwingungskreises nach der Beziehung

$$\ln a_1 - \ln a_2 = \mathfrak{d},$$

wo a_1 und a_2 zwei um eine Periode auseinander liegende Amplituden einer Schwingung bedeuten. Diese Gesamtdämpfung setzt sich zusammen aus

$$\mathfrak{d} = \mathfrak{d}_f + \mathfrak{d}_c + \mathfrak{d}_j,$$

wo $\mathfrak{d}_f$ die Dämpfung durch Funkenverluste,
$\mathfrak{d}_c$ die Dämpfung durch Kondensatorverluste,
$\mathfrak{d}_j$ die Dämpfung durch Joulesche Wärme
darstellt.

Neben der leicht auszuführenden Berechnung von $\mathfrak{d}_j$ erschien ganz besonders wichtig die Bestimmung der

Kondensatordämpfung,

da sich dieses Glied keineswegs vernachlässigbar klein erwies. Zu diesem Zwecke wurde in der oben gegebenen Schaltung die Funkenstrecke *F* durch einen Kupferbügel überbrückt, dafür aber der Schwingungskreis während des Aufladens des Kondensators durch einen Schlüssel offen gehalten. In den Kreis II wurden zwei Zuleitungsfunkenstrecken eingeschaltet, deren Funkenlänge so groß gewählt war, daß nur von Zeit zu Zeit Funken übersprangen. Im geeigneten Moment wurde dann der Schwingungskreis I geschlossen, und die nunmehr auftretenden Schwingungen des Systems durch den Oszillographen aufgenommen. Es mußte sich also aus diesen Oszillogrammen $\mathfrak{d}_c + \mathfrak{d}_j$ ergeben. Fig. 2 zeigt die so erhaltene Amplitudenkurve, sowie die daraus berechnete Dämpfungskurve. Da der Mittelwert der Dämpfung während einer Periode sich ergibt aus der Differenz der natürlichen Logarithmen zweier um eine Periode auseinander liegender Amplituden, so ist dieser Mittelwert jeweils in der Mitte der Periode eingetragen. Durch Gleichstromeichung konnte für jede Amplitude die zugehörige Stromstärke bestimmt und in Fig. 2 eingetragen werden, ebenso wie die daraus berechneten Spannungen.

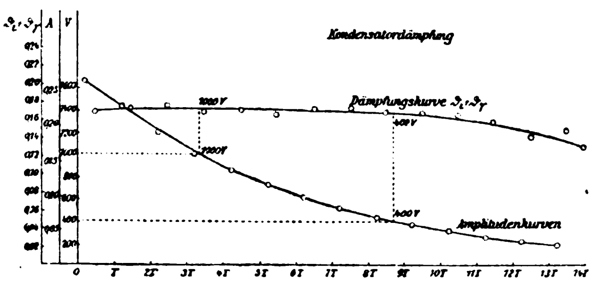


Fig. 2.

Es zeigt sich, daß die Kondensatordämpfung zunächst etwas rascher und von etwa 400 V an ganz langsam linear mit zunehmender Spannung wächst. Es darf wohl angenommen werden, daß dieses lineare Ansteigen über den untersuchten Bereich hinaus andauert, bis sich die Randstrahlung bemerkbar macht, und daß dies für die gebrauchten Ölkondensatoren bei den höchst verwendeten Spannungen von 6000 V noch nicht der Fall ist.

Die Funkendämpfung in Abhängigkeit von der Funkenlänge.

Bei diesen und allen folgenden Messungen wurde die in Fig. 1 angegebene Schaltung benutzt. In dem schwingenden System wurde nur die Funkenlänge in dem Intervall von 0,5 bis 2,5 mm verändert. Verwendet wurden Zinkelektroden von der nachstehenden Form (Fig. 3), deren Krümmungsradius an der Kraterseite rund 1 cm betrug.

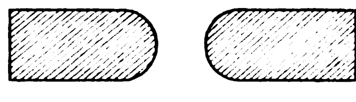


Fig. 3.

Durch Ausmessen der hierbei erhaltenen Oszillogramme ergibt sich die Gesamtdämpfung $\mathfrak{d}$, von der die jeweiligen Werte $\mathfrak{d}_c + \mathfrak{d}_j$ abgezogen werden, so daß uns Fig. 4 den Verlauf der Funkendämpfung $\mathfrak{d}_f$ angibt. Die so erhaltenen Kurven zeigen, daß im Verlaufe einer Entladung zunächst die Funkendämpfung fällt, um sehr bald mit abnehmenden Stromamplituden anzusteigen. Im allgemeinen bestätigt sich also das schon von Zenneck[1]) gefundene Resultat. Aus diesen Kurven und den durch Gleichstromeichung ermittelten Stromstärken der einzelnen Amplituden wurden die folgenden Werte (Tabelle) zusammengestellt.

1) Zenneck, Ann. d. Phys. 13, 822, 1904.

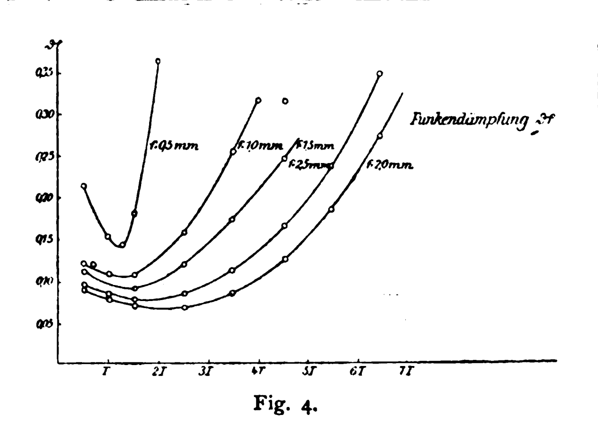


Fig. 4.

Tabelle.
Funkendämpfung $\mathfrak{d}_f$.

Funkenlänge in mm	Stromstärke in A			
	0,1	0,2	0,3	0,4
0,5	0,180	—	—	—
1,0	0,206	0,116	—	—
1,5	0,276	0,126	0,096	—
2,0	0,376	0,160	0,090	0,070
2,5	0,320	0,212	0,132	0,090

Diese Tabelle läßt erkennen, daß die Funkendämpfung bei derselben Stromstärke mit zunehmender Funkenlänge zunimmt, daß sie aber bei derselben Funkenlänge mit wachsender Stromstärke abnimmt.

Die Funkendämpfung in Abhängigkeit vom Elektrodenmaterial.

Bei diesen Versuchen wurde als vorteilhafteste, konstante Funkenlänge 2 mm gewählt. Zur Untersuchung gelangten die Materialien: *Zn*, *Sn*, *Fe*, *Cu*, *Pb*, *Mg*, *Al*, *Bi*, *Sb*, *C* und Messing. Fig. 5, in welcher die in der oben angedeuteten Weise aus den Oszillogrammen erhaltenen Kurven $\mathfrak{d}_f$ eingetragen sind, läßt schon erkennen, daß der Schwingungsverlauf ganz wesentlich vom Elektrodenmaterial beeinflußt wird. Vergleicht man auch hier die bei einer bestimmten, Stromstärke auftretende Funkendämpfung der einzelnen Materialien, so ergibt sich die folgende Zusammenstellung:

Material	$\mathfrak{d}_f$ für $i = 0{,}205$ A	Wärmeleitvermögen	Schmelztemperat.	Verdampfungstemperatur
Sb . . .	0,072	0,04	450⁰	1090—1450⁰
Sn . . .	0,110	0,15	226	1450—1600
Bi . . .	0,112	0,019	260	1090—1450⁰
Pb . . .	0,118	0,08	320	1050—1600
C . . .	0,120	0,0004	--	4200
Zn . . .	0,158	0,26	420	900
Mg . . .	0,170	0,38	630	1100
Al . . .	0,226	0,48	660	nicht flüchtig?
Messing .	0,360	0,15—0,30	900	—
Fe . . .	0,450	0,14—0,17	1400	—
Cu . . .	0,560	0,93	1080	—

Die obige Reihe zeigt, daß die Funkendämpfung mit zunehmendem Wärmeleitvermögen

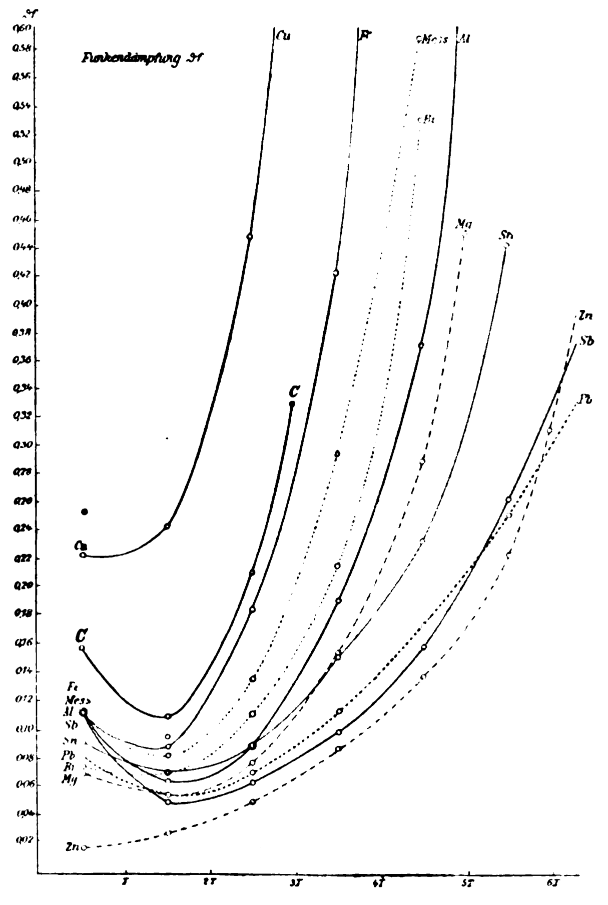


Fig. 5.

des Materials im allgemeinen wächst. Sie weist jedoch auch eine Anzahl Ausnahmen auf; und dies zwingt uns zu dem Schluß, daß neben dem Wärmeleitvermögen noch andere Faktoren eine Rolle spielen. Bei Messing und Eisen ist wohl ein wesentlicher Grund für die starke Abweichung darin zu suchen, daß sich beide an den Kraterflächen schon nach wenigen Funkenübergängen mit einer dichten Oxydschicht überziehen, welche die Leitfähigkeit der Funkenstrecke wesentlich beeinflußt. Ferner dürfte auch noch die Schmelz- und Verdampfungstemperatur der einzelnen Elektroden von Einfluß sein. Wohl aus diesem Grunde werden *Sb*, *Sn*, *Bi*, *Pb* trotz ihres bedeutend höheren Wärmeleitvermögens der Kohle in ihren Dämpfungswerten so nahe kommen, ja sie sogar noch übertreffen.

Dämpfung einer Funkenstrecke in Leuchtgas.

Um den Einfluß des die Funkenstrecke umspülenden Gases auf die Funkendämpfung zu erkennen, wurde die Funkenstrecke von einem weiten, dauernd von Leuchtgas durchflossenen Glasrohr umgeben. Die gefundenen Amplituden- und Dämpfungskurven $\mathfrak{d}_f$ sind in Fig. 6 auf-

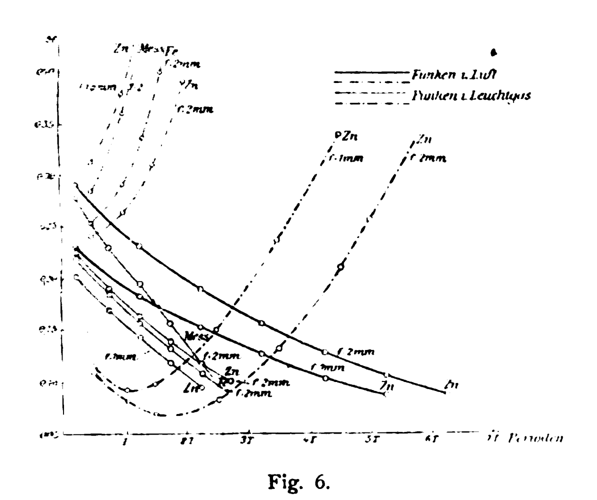


Fig. 6.

gezeichnet. Die Zinkfunkenstrecke hatte eine Funkenlänge von 1 und 2 mm. Die Dämpfungskurven zeigen, daß in Leuchtgas die Funkendämpfung wesentlich höhere Werte besitzt als diejenige in Luft. Mithin bedingt auch die größere Wärmeleitfähigkeit des Gases eine höhere Funkendämpfung. Das sonst beobachtete Dämpfungsminimum ist weggefallen oder so weit in den Anfang der Entladung gerückt, daß es außerhalb des der Messung zugänglichen Kurventeiles liegt. Die Funkendämpfung für Eisenelektroden kommt in Leuchtgas der für Zink recht nahe, so daß dieses Material, hier, wo die Oxydation wegfällt, sich recht gut in die aufgestellte Reihe nach dem Wärmeleitvermögen einfügen würde. Ähnliches gilt für Messing, so daß die im vorigen Abschnitt ausgesprochene Vermutung an Wahrscheinlichkeit gewinnt.

Funkendämpfung bei unterteilter Funkenstrecke.

Zuletzt wurden noch Versuche mit unterteilten Magnesiumfunkenstrecken in der Weise vorgenommen, daß jedesmal eine einfache Funkenstrecke verglichen wurde mit einer zweimal unterteilten von derselben Gesamtfunkenlänge. Die dabei gewonnenen Werte sind in Fig. 7 eingetragen. Es ist daraus das im voraus erwartete und auch von Eickhoff[1]) ermittelte Resultat zu entnehmen, daß die unterteilte Funkenstrecke wesentlich stärker gedämpft ist, als die einfache.

Erklärung der Vorgänge im Entladungsfunken.

Den Funken in unserem Schwingungskreise können wir auffassen als einen Wechselstromlichtbogen hoher Frequenz. Bei einem solchen tritt eine Erwärmung der Elektroden und der Gas-

1) Eickhoff, Diese Zeitschr. 8, 494, 1907.

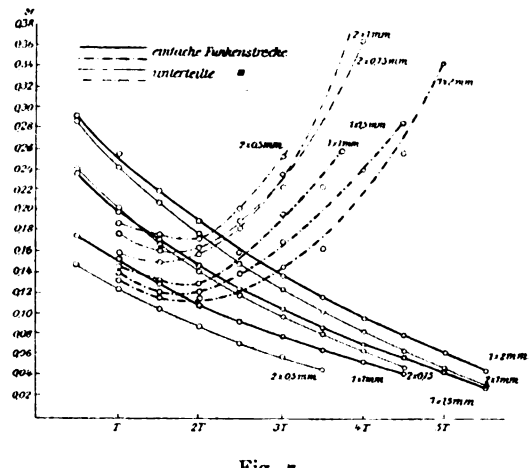


Fig. 7.

strecke auf. Wir haben hierin also den hauptsächlichsten Energieverbrauch zu suchen. Es wird vor allen die zur Erhitzung der Elektroden verwendete Energie einen hervorragenden Bestandteil der Funkenverluste bei einem derartigen schwingenden Systeme ausmachen.

Während des Entladungsvorganges sendet die negative Kraterfläche Elektronen aus. Bei eingetretenem Bogenstrome stellen diese Elektronen den Hauptstromträger dar. Mit wachsendem Strome muß daher die in der Zeiteinheit beförderte Elektronenmenge zunehmen. Das ist aber nur möglich, wenn entweder die Temperatur T oder die Gesamtfläche F des Kraters oder beide zugleich zugenommen haben[1]). Folglich steht das Produkt TF mit dem Strome i in einem funktionalen Zusammenhange derart, daß mit zunehmendem TF auch der Strom zunimmt und umgekehrt. Das Produkt TF ist aber auch proportional dem Wärme-Inhalt des Kraters. Wir kommen mithin zu dem Resultate, daß der Strom bei konstanter Spannung mit dem Wärmegehalt des Kraters steigt und fällt. Der Widerstand, den eine Funkenstrecke dem Stromdurchgange entgegensetzt, nimmt also mit zunehmendem Wärmegehalt der Kraterflächen ab. Mit abnehmendem Widerstand verringert sich aber auch die dadurch bedingte Funkendämpfung.

Betrachten wir nun die Verhältnisse bei einer oszillatorischen Entladung durch die Funkenstrecke. Zu Anfang einer Schwingungsperiode sei die Wärmemenge der Kraterflächen W_1, am Ende derselben W_2.

Dann ist

$$W_2 - W_1 = \Delta W$$

die im Verlauf einer Periode erfolgte Wärmeänderung. Diese wird im wesentlichen bedingt:

1. durch die während der Periode von dem Strome gelieferte Wärme W_i;

1) H. Th. Simon, Diese Zeitschr. 6, 297, 1905.



2. durch die in derselben Zeit infolge Leitung und Strahlung verlorengehende Wärme W_e.

Somit ergibt sich:

$$\varDelta W = W_i - W_e,$$

wobei W_i eine Funktion des Stromes ist, und im Verlaufe der Entladung ziemlich rasch abnehmen wird, während W_e im wesentlichen bedingt wird durch TF und das Wärmeleitvermögen. Es sei hier noch bemerkt, daß, wenn in diesem Abschnitt von Kraterwärme oder Wärmemenge gesprochen wird, darunter stets die mittlere Wärmemenge einer Periode verstanden ist.

Für eine bestimmte Stromstärke i wird sich nun ein Gleichgewichtszustand ergeben in der Weise, daß die von diesem Strome gelieferte Wärme W_i gerade ausreicht, um den durch Leitung und Strahlung hervorgerufenen Wärmeverlust W_e zu decken. In diesem Augenblicke ist $\varDelta W = 0$. Gelänge es diesen Gleichgewichtszustand eine Zeitlang aufrecht zu erhalten, so würde die Funkenstrecke sich während dieser Zeit wie ein ihr äquivalenter Ohmscher Widerstand verhalten. Die Dämpfung $\mathfrak{d}_f$ wäre konstant. Im Verlaufe der Entladung nimmt aber W_i sehr rasch ab. Es wird also nach diesem Augenblicke des Gleichgewichtes W_i nicht mehr den Wärmeverlust W_e ersetzen können, zumal dieser Wert sich zu dieser Zeit gerade in seinem Maximum befindet. Mithin wird $\varDelta W$ negativ, die Gesamtwärme der Kraterflächen nimmt ab, und damit ist ein Ansteigen der Funkendämpfung gegeben. Vor dem Augenblicke des Gleichgewichts ist zwar $\varDelta W$ positiv, aber das Maximum der Kraterwärme ist noch nicht erreicht. Mithin muß auch vorher die Dämpfung größer sein.

Eine oszillatorische Entladung durch eine Funkenstrecke verläuft also folgendermaßen: Zunächst haben die Krater die Temperatur der Umgebung. Durch die anfangs hohen Werte der vom Strome gelieferten Wärmemenge W_i tritt bald eine Häufung von Wärme an den Kratern auf, wodurch wieder ein rasches Ansteigen der Wärmeverluste bedingt wird. Es tritt infolgedessen bald der Zeitpunkt ein, wo die Wärmeverluste gerade die gelieferte Wärme kompensieren. In diesem Augenblicke hat die Kraterwärme W ihr Maximum erreicht, denn infolge der nun überwiegenden Verluste W_e durch Wärmeleitung und Strahlung fällt W ziemlich stark. Durch diesen Verlauf der mittleren Kraterwärmen und aus unseren vorhergehenden Betrachtungen ergibt sich, daß die Funkendämpfung im Verlaufe einer oszillatorischen Entladung von anfänglich sehr hohen Werten zunächst sehr rasch, dann allmählicher auf ein Minimum sinken muß, welches im Gleichgewichtszustande erreicht wird, um von da an wieder ziemlich stark anzusteigen.

Bei einem Elektrodenmaterial von hoher Wärmeleitfähigkeit muß der Anstieg von W_e steil verlaufen. Das Maximum der Kraterwärme wird sehr früh erreicht, und dieses Maximum liegt weit unter dem, das mit einem schlecht wärmeleitenden Material erhalten wird. Ebenso wird der Abfall der Kraterwärme viel steiler sein. Bei einem Material von großem Wärmeleitvermögen muß also das Dämpfungsminimum bei einem höheren Werte liegen und der Anstieg der Dämpfung muß viel steiler verlaufen (vgl. Fig. 5). Der Vergleich der Dämpfungskurven von *Cu* und *Sb* bestätigt dies sehr gut. Aus dem viel steileren, ersten Anstieg von W_e ergibt sich noch, daß das Dämpfungsminimum, welches bei *Sb* erst nach Ablauf der ersten Periode eintritt, bei *Cu* schon innerhalb der ersten Viertelperiode liegen muß, denn zu der der Messung zugänglichen Zeit ist es bereits überschritten.

Da ferner ein Teil der Kraterwärme durch das umgebende Gas abgeleitet wird, erkennt man, daß mit zunehmendem Wärmeleitvermögen des Gases (z. B. bei Leuchtgasverwendung) die Funkendämpfung wachsen muß.

Ebenso muß bei einer unterteilten Funkenstrecke die Dämpfung größer sein, da hier infolge der doppelten Elektroden die wärmeleitende Fläche eine wesentlich größere ist.

Die Funkenkonstanten.

Allgemein läßt sich die Beziehung zwischen Spannung und Stromstärke für jeden Leiter durch eine ihm charakteristische Kurve darstellen, ein Verfahren, das sich besonders fruchtbar erwiesen hat bei allen Stromleitern, die nicht der einfachsten Beziehung, dem Ohmschen Gesetz, folgen.

Die Beziehung zwischen V und i sei allgemein gegeben durch die Gleichung

$$V = i \cdot m(i), \qquad (1)$$

wobei m allgemein eine gewisse Funktion von i ist, die im besonderen Falle des Ohmschen Gesetzes in die Konstante w übergeht. Wir wollen im folgenden $m(i)$ als die charakteristische Funktion des Leiters bezeichnen.

Wie für eine große Anzahl von Leitern, deren Verhalten vom Ohmschen Gesetz abweicht, so ist auch für die Funkenstrecke eine charakteristische Funktion aufgestellt worden. In seiner Arbeit über „Dauer, Energie und Dämpfung von Kondensatorfunken“ legt Heydweiller[1]) allen seinen Rechnungen für den Funken die Beziehung zugrunde:

$$V = a + \frac{b}{i},$$

wo a und b Konstanten sind, die in erster

1) Heydweiller, Ann. d. Phys. **19**, 649, 1906; **25**, 48, 1908.



Linie von der Funkenlänge abhängen. Die charakteristische Funktion würde also die Form haben

$$m(i) = \frac{a}{i} + \frac{b}{i^2}. \quad (2)$$

Im Verlaufe seiner Rechnung kommt Heydweiller zu dem Resultate, daß für oszillierende Entladungen die Konstante b vernachlässigt werden kann, so daß sich unter Vernachlässigung des Ohmschen Widerstandes für das Amplitudenverhältnis die Beziehung ergibt:

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{v_0 - a}{v_0 - 3a}; \quad \frac{i_2}{i_3} = \frac{v_0 - 3a}{v_0 - 5a} \text{ usw.,}$$

wobei v_0 das Entladungspotential darstellt. Demnach müßte die Amplitudenkurve für einen Schwingungskreis, der nur Funkenverluste aufweist, eine Gerade sein.

Sowohl Heydweiller als J. Koch haben zur Bestimmung der Funkenkonstanten a und b die sogenannte Methode der Restpotentiale verwendet, wobei in den Entladungskreis hinter die Funkenstrecke ein großer Ohmscher Widerstand geschaltet wird. Auf diese Weise können im Funken nur ganz geringe Stromstärken auftreten, so daß die Beziehung (2) nur für sehr kleine Stromwerte bestätigt ist. Ob sie auch noch gilt, wenn größere Energiemengen durch die Funkenstrecke schwingen, ist fraglich; und schon Heydweiller hat über diesen Punkt in seiner Arbeit Zweifel geäußert.

Die vorliegende Arbeit, bei der in den verschiedenen Schwingungsbildern ein ziemlich weiter Bereich der Stromwerte zur Verfügung stand, gestattet es, die Gültigkeitsgrenze der oben angeführten charakteristischen Funktion festzustellen. Zur Untersuchung dieser Fragen wurde der folgende Weg beschritten. Für einen Schwingungskreis X mit Ohmschem Widerstand wird das logarithmische Dekrement der Dämpfung dargestellt durch die Beziehung

$$\mathfrak{d} = \pi \cdot w \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Es kann dies jedoch nur als Spezialfall betrachtet werden. Im allgemeinen wird der Schwingungskreis durch die charakteristische Funktion $m(i)$ beherrscht, und wir können das logarithmische Dekrement der Dämpfung definieren durch

$$\mathfrak{d} = \pi \cdot m(i) \sqrt{\frac{C}{L}}, \quad (3)$$

woraus resultiert

$$m(i) = \frac{\mathfrak{d}}{\pi} \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (4)$$

Ist uns demnach $\mathfrak{d}$ für den gesamten Schwingungsverlauf bekannt, so kennen wir auch ohne weiteres die Werte von $m(i)$. Setzen wir also in Gleichung (4) die Werte $\mathfrak{d}_f$ der Funkendämpfung ein, so müssen sich Werte für $m(i)$ ergeben, wie sie durch einen nur aus einer Funkenstrecke gebildeten Schwingungskreis bedingt sind.

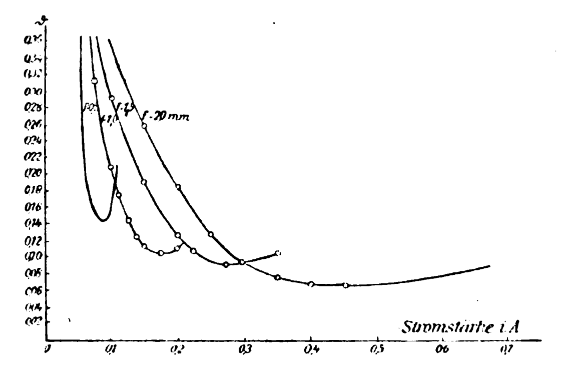


Fig. 8.

In Fig. 8 sind nun die Werte von $\mathfrak{d}_f$, die sich von $m(i)$ ja nur durch einen für den bestimmten Schwingungskreis konstanten Faktor $\frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{L}{C}}$ unterscheiden, in Abhängigkeit von der Stromstärke gezeichnet unter Zugrundelegung der Kurven in Fig. 4.

Eine für diese Kurven angestellte Rechnung ergab, daß sie sich nur zu einem kleinen, bei ganz geringen Stromwerten verlaufenden Teil näherungsweise durch die Funktion (2) darstellen ließen. Es ist anzunehmen, daß sie für genügend kleine Stromwerte dieser Funktion folgen, eine Annahme, die durch die Tatsache erhärtet wird, daß das logarithmische Dekrement $\mathfrak{d}_f$ bei kleinen Funkenlängen und gegen Ende einer Entladung sich viel mehr dem geradlinigen Verlaufe nähert, als bei größeren Funkenlängen. Bei größeren Stromstärken jedoch und besonders in der Nähe der Dämpfungsminima ergeben alle Kurven ein starkes Abweichen von der Funktion (2), ein Resultat, das zu erwarten war, da eben diese Funktion keine Erklärung des Dämpfungsminimums zuließ.

Zusammenfassung.

Mit Hilfe des Oszillographen wurde die Funkendämpfung in einem geschlossenen Kondensatorkreise untersucht in Abhängigkeit von:

a) der Funkenlänge und Stromstärke,

b) dem Elektrodenmaterial (*Zn*, *Sn*, *Sb*, *Bi*, *Pb*, *Fe*, *Cu*, *Al*, *Mg*, *C* und Messing),

c) dem durchschlagenen Gase,

d) der Unterteilung der Funkenstrecke.

Dabei ergaben sich folgende Resultate:

Bei konstanter Stromstärke nimmt die Funkendämpfung zu mit zunehmender Funkenlänge, während sie bei konstanter Funkenlänge mit abnehmendem Strome wächst.

Vom Elektrodenmaterial ist die Funkendämpfung im wesentlichen derart abhängig, daß das Material mit größerem Wärmeleitvermögen auch die größere Dämpfung aufweist.

Den gleichen Einfluß hat das umgebende Gas.

Mit Unterteilung der Funkenstrecke wächst die Funkendämpfung.

Die Erscheinungen wurden durch die Eigenschaften der Funkenstrecke als hochfrequenter Wechselstromlichtbogen erklärt.

Jena, Institut f. techn. Physik.

(Eingegangen 4. November 1908.)

Über den Einfluß der Selbstinduktion auf die Funkenspektra.

Von G. Berndt.

In einer kürzlich erschienenen Schrift wiederholt Herr Néculcéa[1]) gewisse Einwände, welche schon Herr Hemsalech[2]) ausgesprochen hatte, gegen meine Arbeit[3]), die sich mit dem Studium der Einwirkung der Selbstinduktion auf die Funkenspektra befaßte. Beide Herren äußern sich dahin, daß die von mir verwendeten Selbstinduktionen zu klein seien, und daß es nicht zulässig sei, den Funken durch eine Zylinderlinse auf den Spalt zu projizieren, da man dann nicht die langen und kurzen Linien voneinander trennen könne. Da letzteres aber gar nicht in dem Plane meiner Arbeit lag, so erledigt sich diese Behauptung von selbst, vielmehr bietet unter diesen Umständen die Zylinderlinse, bzw. der Schumannsche Kondensor, gewisse Vorteile bezüglich der gleichmäßigen Erleuchtung des Spaltes.

Die größte von mir verwendete Selbstinduktion betrug 0,0064 Henry; Herr Néculcéa ist in der Lage, Selbstinduktionen bis zum Betrage von 0,039 Henry einschalten zu können. Trotzdem beträgt die von ihm beim Titan verwendete maximale Selbstinduktion nur 0,00075 Henry, während die entsprechenden Werte für Kadmium, Zink, Thallium und Antimon 0,0023, für Zinn 0,0038 und für Blei 0,0072 Henry sind und nur beim Wismut, Kupfer und Silber die größte Selbstinduktion von 0,039 Henry in Gebrauch genommen wird. Daraus geht wohl zur Genüge hervor, daß Herr Néculcéa selbst in den meisten Fällen eine Selbstinduktion von 0,0064 Henry für genügend erachtet; es wäre sonst jedenfalls absolut unverständlich, warum er nicht bei allen Metallen die größte ihm zur Verfügung stehende Selbstinduktion verwendete. Nach meinen Versuchen ist es in der Tat vollständig ausreichend, daß die Selbstinduktionsspulen den von mir benutzten maximalen Wert besitzen, um den Einfluß der Selbstinduktion auf die Spektra zu übersehen. Ich erkenne natürlich trotzdem gerne an, daß es nicht überflüssig ist, die Einwirkung noch größerer Selbstinduktionen zu untersuchen; die dafür verwendeten Spulen hätten aber erheblich größere Werte als 0,039 Henry besitzen müssen. Ich glaube, daß somit auch der erste Einwand hinfällig ist.

Wenn ich mich seinerzeit nicht gegen diese Vorwürfe des Herrn Hemsalech gewendet habe, so geschah es aus dem Grunde, weil ich sie für zu unwichtig in bezug auf das Resultat meiner Arbeit hielt. Ferner hatte Herr Hemsalech seine Selbstinduktionen nicht gemessen, sondern sie (und auch das nur zum Teil) theoretisch berechnet, ein Verfahren, welches keine allzu genauen Resultate liefert; ein direkter Vergleich war deshalb sehr schwierig, ebenso wie ein solcher der Resultate der Spektrophotogramme. Trotzdem behauptete Herr Hemsalech, daß meine Resultate mit den seinigen gar nicht übereinstimmten. Das von Herrn Hemsalech mitgeteilte Material enthält aber die Intensitäten der Funkenlinien nur für den Fall, daß keine und daß eine, in vielen Fällen nicht einmal zahlenmäßig angegebene, Selbstinduktion eingeschaltet war. Es war mir deshalb unmöglich, die obige Ansicht erschöpfend auf ihre Richtigkeit zu prüfen. Soweit es nach dem vorliegenden dürftigen Material schien, war sogar die Übereinstimmung zwischen den Beobachtungen des Herrn Hemsalech und den meinigen eine relativ gute. Da es mir aber nicht möglich war, einen exakten Beweis für diese meine Ansicht und ferner die Gründe für die vorkommenden Abweichungen anzugeben, so wäre eine Kontroverse nur auf einen müßigen Wortstreit hinausgelaufen.

Jetzt wiederholt aber Herr Néculcéa auf Grund seines reichhaltigen Materials dieselbe Ansicht, daß meine Ergebnisse mit den seinigen absolut nicht übereinstimmten. Ich bin zwar auch hier der Ansicht, daß unsere Resultate nicht gar so sehr voneinander abweichen; ich bin aber auch andererseits in der glücklichen Lage, den Grund für die vorkommenden Abweichungen angeben zu können, was mich jetzt veranlaßt, den Ansichten der Herren Hemsalech und Néculcéa entgegenzutreten.

Wer jemals spektralanalytisch gearbeitet hat, weiß, daß die Intensität des Funkens mit eingeschalteter Selbstinduktion bedeutend geringer wird. Trotzdem benutzt Herr Néculcéa, so-

1) E. Néculcéa, Recherches théoriques et expérimentales sur la constitution des spectres ultraviolets d'étincelles oscillantes. Paris 1908.

2) G. A. Hemsalech, Recherches expérimentales sur les spectres d'étincelles. Paris 1901.

3) G. Berndt, Über den Einfluß von Selbstinduktion auf die durch den Induktionsfunken erzeugten Metallspektra im Ultraviolett. Diss. Halle 1901.

weit ich aus seiner Arbeit ersehe, für Funken ohne und mit einer Selbstinduktion von beliebiger Größe dieselbe Expositionsdauer. Da darf es freilich nicht wundernehmen, wenn Herr Néculcéa findet, daß schon bei sehr kleinen Selbstinduktionen die meisten Linien verschwinden, und daß nur die allerkräftigsten ausharren. Bei Herrn Hemsalech ist die Größe der Expositionsdauer nicht so klar zu erkennen; nur bei drei der vierzehn von ihm untersuchten Metalle gibt Herr Hemsalech an, daß er die Belichtungszeit mit eingeschalteter Selbstinduktion vergrößerte; für die meisten seiner Resultate werden somit die gegen Herrn Néculcéa erhobenen Einwände gleichfalls zutreffend sein. Ich hatte bei meinen Versuchen die Expositionsdauer so gewählt, daß die Spektren auf der photographischen Platte etwa gleiche Schwärzung hervorriefen, d. h. je größer die Selbstinduktion, um so länger wurde die Platte belichtet. Es ist klar, daß auf meinen Photogrammen eine weit größere Zahl von Linien auftreten mußte, als auf denen der Herren Hemsalech und Néculcéa. Daß mein Verfahren vorzuziehen sein dürfte, scheint mir leicht zu beweisen zu sein. Denn wenn man den Funken immer mehr schwächt, erhält man für eine gegebene Expositionsdauer und photographische Platte überhaupt keinen Eindruck auf derselben und darf doch nicht daraus den Schluß ziehen, daß der Funken keine Linien mehr emittiere. Das Richtigste würde es meiner Ansicht nach sein, die Belichtungszeit so zu wählen, daß das Produkt aus der photometrisch gemessenen Helligkeit des Funkens (oder noch besser vielleicht der chemischen Aktivität des Funkens in bezug auf die photographische Platte) und der Expositionsdauer konstant ist, da man dann — angenähert wenigstens — gleiche Schwärzung der Platte erhalten würde. Dieser Forderung würden sich aber ziemlich große experimentelle Schwierigkeiten entgegenstellen; ich habe ihr deshalb durch das vorhin erwähnte Verfahren angenähert zu genügen gesucht.

Auf Grund dieser ganz verschiedenen Verfahren bei der Wahl der Belichtungsdauer erklären sich also die Unterschiede in den Ergebnissen der Arbeiten der Herren Hemsalech und Néculcéa einerseits und der meinigen andererseits. Wenn man aus der verschiedenen Arbeitsmethode einen Vorwurf herleiten will, so ist er wohl eher gegen Herrn Néculcéa zu erheben, da er bei der geringen Intensität des Funkens mit eingeschalteter Selbstinduktion eine vollständig ungenügende Expositionsdauer[1]) gewählt hat. Deshalb führen auch m. E. seine experimentellen Untersuchungen über den Einfluß der Selbstinduktion im äußersten Ultraviolett zu keinen neuen Ergebnissen, so sehr ich auch sonst die ausführliche und interessante Arbeit des Herrn Néculcéa anerkenne und schätze.

(Eingegangen 17. November 1908.)

1) Aus diesem Grunde scheint Herr Néculcéa auch nicht das Bandenspektrum des Stickstoffs, welches bei Einschaltung von Selbstinduktion bei den meisten Metallen auftritt, beobachtet zu haben; wenigstens erwähnt er es nirgends.

Beitrag zur Prüfung des Beerschen Absorptionsgesetzes.

Von F. Stumpf.

Nachdem durch theoretische Betrachtungen über die Wechselwirkungen der Elektronen im Molekül[1]) wahrscheinlich gemacht ist, daß das Beersche Gesetz nicht streng erfüllt sei, schien es erwünscht, dies Gesetz, dem schon so manche Beobachtung gewidmet ist[2]), unter möglichst günstigen Verhältnissen, insbesondere auch unter möglichster Vermeidung von Dissoziationen bei Lösungen nochmals einer Prüfung zu unterziehen. Ich habe auf Anregung von Herrn Prof. Voigt einige Versuche in dieser Richtung angestellt.

Das Beersche Gesetz setzt den Absorptionsindex $n\varkappa$ absorbierender Lösungen ihrer Konzentration c proportional, wobei der Faktor von der Wellenlänge abhängig ist. Wir schreiben: $n\varkappa = a_{(\lambda)} \cdot c$. Das von einer einfallenden Intensität $\mathfrak{J}_h^0$ durch eine Schichtdicke d_h hindurchgegangene Licht hat also die Intensität:

$$\mathfrak{J}_h = \mathfrak{J}_h^0 \cdot e^{-\frac{4\pi}{\lambda} a_h c_h d_h} = \mathfrak{J}_h^0 \cdot e^{-K_h},$$

wo K_h eine Abkürzung ist. Bei meinen Versuchen wurden mittels eines Lummerschen Photometerwürfels zwei Lichtmengen verglichen, deren eine die Schichtdicke $d_1 = 1$ mm bzw. 2 mm mit der Konzentration c_1, deren andere die Schichtdicke $d_2 = 1500$ mm mit der Konzentration $c_2 = c_1/1500$ bzw. $c_1/750$ durchsetzt hatte. Nach dem Beerschen Gesetz wäre also wegen $c_1 d_1 = c_2 d_2$ zu erwarten, daß die durchgehenden Lichtmengen die gleiche Schwächung erleiden und die gleiche Farbenzusammensetzung behalten müßten.

Ist das Beersche Gesetz nicht streng, aber doch angenähert erfüllt (wie das frühere Messungen zeigen), so kann man $\mathfrak{A} = (\mathfrak{J}_1 - \mathfrak{J}_2)/\mathfrak{J}_2$, was mit $(\mathfrak{J}_1 - \mathfrak{J}_2)/\mathfrak{J}_1$ praktisch gleich ist, als die Abweichung von diesem Gesetz bezeichnen. Hierfür gilt dann in Annäherung: $\mathfrak{A} = K_2 - K_1$. Die Abweichung $\mathfrak{A}$ ist der Gegenstand der direkten photometrischen Messung. Strahlen

1) Siehe z. B. W. Voigt, Ann. d. Phys. **6**, 500, 1901.

2) Eine Zusammenstellung findet man bei Kayser, Handb. d. Spektroskopie, Bd. III, S. 109.

nämlich die beiden bei der Beobachtung benutzten Lichtquellen in die Entfernung Eins bzw. die Intensitäten J_{01} und J_{02}, und sind ihre Entfernungen vom Photometer bei Beleuchtungsgleichheit bzw. r_{01} und r_{02}, so gilt:

$$J_{01}/J_{02} = (r_{01}/r_{02})^2.$$

Nach Einschalten der absorbierenden Flüssigkeiten möge diese Gleichheit in den Abständen $r_1 = r_{01} + v$, $r_2 = r_{02} - v$ eintreten, wobei v die Verschiebung des Photometerwürfels bezeichnet; es ist dann:

$$J_1/J_2 = J_{01}/J_{02} \cdot e^{K_2 - K_1} = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 = \left(\frac{r_{01}+v}{r_{02}-v}\right)^2.$$

Hieraus folgt aber

$$\mathfrak{A} = K_2 - K_1 = 2v\left(\frac{1}{r_{01}} + \frac{1}{r_{02}}\right).$$

Die Beobachtung gestattet also zunächst kein Urteil über das prozentuale Verhältnis der Differenz $(n_2\varkappa_2 d_2 - n_1\varkappa_1 d_1)$ zu $n_2\varkappa_2 d_2$ oder zu $n_1\varkappa_1 d_1$. Um diese Größe, d. h. also: $\frac{(K_2 - K_1)}{K_2} = \mathfrak{a}$ (was praktisch mit: $\frac{(K_2 - K_1)}{K_1}$ identisch ist) zu erhalten, hat man $\mathfrak{A}$ noch mit K_2 oder K_1 zu dividieren. Wir wollen diesen Nenner durch $ln(J_0/J)$ ersetzen, wobei für J ebensowohl J_1 als J_2 gesetzt werden kann. $2v\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) = \mathfrak{v}$ kann man die prozentuale Verschiebung nennen und erhält so die schließliche Beziehung zur prozentualen Abweichung $\mathfrak{a}$

$$\mathfrak{a} \cdot ln(J_0/J) = \mathfrak{v}.$$

Diese Formel zeigt, daß je nach dem Wert von $ln(J_0/J)$ die prozentuale Abweichung $\mathfrak{a}$ vom Beerschen Gesetz beträchtlich von der prozentualen Verschiebung $\mathfrak{v}$ verschieden ist; z. B. können bei kleinen Werten J_0/J großen $\mathfrak{a}$ sehr kleine $\mathfrak{v}$ entsprechen und sich sogar, da für $\mathfrak{v}$ eine untere Wahrnehmbarkeitsgrenze besteht, der Konstatierung völlig entziehen.

In der Tat: ist $\bar{\mathfrak{v}}$ der kleinste wahrscheinliche Fehler der photometrischen Beobachtung, und somit der kleinste noch sicherzustellende Betrag von $\mathfrak{v}$, so entspricht dem ein kleinster nachweisbarer Wert $\bar{\mathfrak{a}}$ der prozentualen Abweichung, gegeben durch: $\bar{\mathfrak{a}} = \bar{\mathfrak{v}}/ln(J_0/J)$.

Ist: $J_0/J = e$, also: $ln\, J_0/J = 1$,

so ist: $\bar{\mathfrak{a}} = \bar{\mathfrak{v}}$. Letzteres dürfte bei den stärksten von mir benutzten Konzentrationen nahezu erreicht gewesen sein.

Die Versuchsanordnung war nun so, daß in etwa 4 m Abstand zwei hintereinandergeschaltete Nernstlampen auf eine optische Bank gestellt waren. Das Verhältnis ihrer Helligkeiten blieb nach vielfachen Kontrollmessungen stundenlang konstant. Das Licht der einen durchsetzte bei den definitiven Messungen einen Trog von 1 bzw. 2 mm Dicke und fiel dann auf die eine Fläche des Photometerwürfels; auf die andere Seite fiel das Licht der anderen Lampe, nachdem es eine Glasröhre von 1,5 m Länge passiert hatte, in welcher sich drei schwarze Glasblenden zur Vermeidung der Reflexionen an den Röhrenwänden befanden.

Bei den Messungen der Tab. I war der Trog durch eine U-förmige planparallele Glasplatte hergestellt, auf die zwei Glasplatten mit Wasserglas gekittet waren. Die Dicke d_1 war hier nur auf ca. 25 μ bestimmbar. Um eine größere Genauigkeit zu erzielen, ließ mir Herr Voigt durch Reinfelder & Hertel in München eine sehr schöne U-Platte von 1 mm und eine solche von 2 mm Dicke herstellen, die auf 1 μ genau geschliffen waren. Als Deckplatten wurden zwei Platten von Heele-Berlin verwendet, von mindestens derselben Genauigkeit in bezug auf Planheit. Die 3 Platten wurden in einem Metallrahmen leise aufeinander gepreßt und der so entstandene Trog hielt vollkommen dicht; er wurde für die Messungen der Tab. II benutzt.

Es wurde bei jedem Versuch zunächst eine Füllung von Trog und Röhre mit reinem Lösungsmittel und damit eine Nullpunktseinstellung gemacht, zur Berücksichtigung des Intensitätsverhältnisses der Lampen und der Absorption des Lösungsmittels. Dann wurde der Trog mit der stärkeren, die Röhre mit der schwächeren Konzentration versehen, wonach, wenn das Beersche Gesetz gilt, der Photometerwürfel die Stellung des Nullpunktes beibehalten sollte.

Bei den ersten (hier nicht mitgeteilten) Messungen, die mit Wasser als Lösungsmittel angestellt wurden, war die Anordnung etwas anders. Die Absorption des reinen Lösungsmittels wurde dort ausgeglichen durch eine zweite Röhre auf der Seite des Trogs und einen zweiten Trog auf der Seite der Röhre. Dies wurde bei alkoholischen Lösungen aufgegeben, da ein so großes Flüssigkeitsquantum (7 Liter) Fehlerquellen birgt, nicht nur durch sinkende Staubteilchen, sondern auch infolge ungleichmäßiger Temperatur und Schlierenbildung. Diese Fehlerquellen kamen durch Beschränkung auf den Trog allein wenigstens auf der einen Seite in Wegfall.

Die symmetrische Anordnung sollte bezwecken, daß die Reflexionen an den Verschlußplatten sich heraushoben, während sie bei der unsymmetrischen in Rechnung gesetzt werden mußten. Die Wirkung dieser Reflexionen ergab sich aber nach einem Überschlag als innerhalb der Beobachtungsfehler liegend und somit als durchaus zu vernachlässigen.

Bei den alkoholischen Lösungen wurde die Färbung in einer Flasche vorgenommen und die Flüssigkeit dann durch eine Luftpumpe in die Röhre übergesaugt. Die nachströmende Luft wurde von Feuchtigkeit befreit und durch

eine Waschflasche mit reinem Lösungsmittel geschickt. Das Übersaugen wurde vor jedem Versuch mehrmals mit ungefärbter Lösung wiederholt, damit festgestellt werden konnte, daß die Absorption des reinen Lösungsmittels sich dabei nicht wesentlich änderte. Doch ergab sich durch eine große Anzahl Vorversuche, daß die Genauigkeit, mit welcher der Photometerwürfel bei Beleuchtungsgleichheit seine Stellung wieder einnahm, nicht über ± 1 cm zu treiben war, während die einzelnen Einstellungen (des Würfels) auf ± 1 oder 2 mm genau waren ($\mathfrak{v}$ = ca. 1 ‰).

Bei Benzol erhielt ich damit keine Konstanz zwischen den Wiedereinfüllungen derselben Flüssigkeit in die Röhre. Deshalb wurde die Färbung in der Röhre selbst vollzogen und durch Schütteln der letzteren für homogene Verteilung gesorgt. Die Röhre konnte nach dem Schütteln genau an denselben Platz zurückgebracht werden, und in der Tat schien der Strahlengang durch die Operation nicht beeinflußt zu werden.

Die Lösungen für die Röhre (8 l, bei Benzol 6 l) wurden mit einer Meßflasche von 2 l Inhalt auf Promille abgemessen, die kleineren Mengen für den Trog mittels eines Meßglases, das in $^1/_{50}$ ccm geteilt war, jedenfalls auf weniger als 1 Proz.

Die gebrauchten Flüssigkeiten wurden für weitere Benutzung durch Destillation gereinigt.

Die ersten Versuche mit wäßrigen Lösungen organischer Farbstoffe, welche beträchtliche Abweichungen vom Beerschen Gesetz ergaben, waren nicht einwandfrei, weil Dissoziationen dabei nicht ausgeschlossen waren. Letztere waren auch durch Anwendung von Alkohol als Lösungsmittel nicht ganz vermieden, wie folgende Leitfähigkeitsbestimmung ergab:

Brillantgrün in Alkohol.

Konzentrationen	Reiner Alkohol	$\frac{N}{1000}$	$\frac{N}{100}$	$\frac{N}{10}$	N
Widerstand der Schicht	169000	107000	24000	3685	446

Daher wurden zuletzt Lösungen in Benzol verwendet. Der Widerstand des reinen sowohl als des stark gefärbten Benzols war ganz bedeutend höher als derjenige selbst des reinen Alkohols.

Leider konnte ich zunächst nur einen benzollöslichen stärkeren Farbstoff (Diphenblau *R*) erhalten, der sich aber als unbrauchbar erwies, da er sich in Lösung allmählich veränderte. Die für Alkohol verwendeten „gefärbten Stoffe" sind zwar größtenteils auch in Benzol löslich, geben aber nicht so hohe Absorptionen, wie nach dem Eingang erwünscht ist. Nur Amidoazobenzol war etwas kräftiger. Herr Dr. Borsche, Göttingen, hat mir bei der Auswahl der Stoffe freundlichen Rat gewährt.

Tabelle I.

Hier ist ein Trog von 2 mm verwendet, dessen Dicke auf ca. 25 μ bekannt war. Die Entfernung der Lampen betrug 452 cm, die Bildverschiebung durch die Lichtbrechung in der Röhre 38 cm, die wirksame Entfernung war also: 414 cm. Negatives Vorzeichen bedeutet Annäherung des Photometerwürfels an den Trog, v ist die mittlere Verschiebung des Photometers, $\pm w$ ist der wahrscheinliche Fehler der Einstellung; beide sind in Zentimetern ausgedrückt.

Stoff in Alkohol gelöst		Konzentrationen				
1. Amidoazobenzol		$^1/_{1000}$	$^1/_{2500}$	$^1/_{5000}$	$^1/_{10000}$	Nullpunkt
	v =	−0,9	−1,7	−1,2	−0,9	—
	$\pm w$ =	—	—	0,17	0,17	0,15
	$\mathfrak{v}$ =	−0,0088	−0,0166	−0,0117	−0,0088	—
2. Nitrodimethylanilin		$^1/_{30}$	$^1/_{100}$	$^1/_{200}$		Nullpunkt
	v =	+0,4	−0,4	−1,2		—
	$\pm w$ =	0,05	0,03	0,09		0,09
	$\mathfrak{v}$ =	+0,0039	−0,0039	−0,0117		—
3. Chinon		$\frac{17,7}{1000}$	$\frac{8,9}{1000}$			Nullpunkt
	v =	−0,9	−1,0			—
	$\pm w$ =	0,15	0,11			0,09
	$\mathfrak{v}$ =	−0,0088	−0,0097			—
4. Orthonitroanilin		$^{40}/_{1000}$				Nullpunkt
	v =	+0,7				—
	$\pm w$ =	0,06				0,17
	$\mathfrak{v}$ =	+0,0068				—

Wegen der in alkoholischer Lösung nach obigem stattfindenden Dissoziationen sind diese Zahlen wenig beweisend.

Tabelle II.

Die Dicken d_1 der Tröge waren hier auf wenige μ bekannt. Die wirksame Entfernung $(r_1 + r_2)$ betrug ungefähr 400 cm.

Amidoazobenzol in Benzol		d_1 — 1 mm		d_1 — 2 mm	Nullpunkt
		$\frac{1,175}{100}$	$\frac{2,937}{100}$	$\frac{2,937}{100}$	
	v =	+0,1	+0,9	−,02	—
	$\pm w$ =	0,08	0,10	0,03	0,04
	$\mathfrak{v}$ =	+0,001	+0,009	−0,002	—

Wie man sieht, überschreitet in den maßgebenden letzten Beobachtungen mit Benzol als Lösungsmittel v nicht den Wert von 1 cm, $\mathfrak{v}$ den Wert von 0,01. Nimmt man $\mathfrak{J}_0/\mathfrak{J}$ etwa gleich

$e = 2{,}7$, was nur bei den stärksten Konzentrationen erreicht ist, so folgt $\mathfrak{a} = \frac{\mathfrak{v}}{\ln J_0 J} =$ einige Promille.

Man darf wohl sagen, daß diese Größen durchaus innerhalb der Fehlergrenzen liegen, und daß danach das Beersche Gesetz bis zu dieser Genauigkeit und innerhalb so weiter Konzentrationsunterschiede als bestätigt anzusehen ist.

Herrn Geheimrat Prof. Voigt, durch dessen freundliche Anleitung ich bei dieser Arbeit sehr gefördert wurde, möchte ich meinen ehrerbietigsten Dank aussprechen.

Göttingen, im Oktober 1908.

(Eingegangen 17. November 1908.)

Über die Viskositätsanomalien anisotroper Flüssigkeiten im hydraulischen Strömungszustande.

(Ein Experimentalbeitrag zur Schwarmtheorie der kristallinischen Flüssigkeiten.)

Von Emil Bose.

Vor einiger Zeit habe ich an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß voraussichtlich der sogenannte hydraulische Strömungszustand ein Mittel darbiete, um die richtungsgeordneten Schwarmzustände, welche wir in den anisotropen Flüssigkeiten annehmen müssen, auf mechanischem Wege nachweisen zu können.

Da nunmehr diese Voraussage sich auf dem Wege des Experiments durchaus bestätigt hat, wie aus den weiter unten zu besprechenden Versuchen hervorgeht, so wollen wir den Gang der hierhergehörigen Überlegungen zunächst etwas eingehender darstellen.

Wir haben beim Strömen von Flüssigkeiten in Röhren zwei grundverschiedene Zustände zu unterscheiden, den geordneten, in welchem das Poiseuillesche Gesetz gilt, und einen ungeordneten, in welchem von einer Gültigkeit dieses Gesetzes nicht mehr die Rede ist und der gewöhnlich als der hydraulische Strömungszustand bezeichnet wird, weil er in praxi beim Strömen des Wassers in Wasserleitungs- und anderen Röhren stets vorliegt. Es können nun in einer und derselben Kapillare beide Zustände realisiert werden, und dabei zeigt sich, daß bei genügend kleinem Druckgefälle stets der Poiseuillesche Zustand sich als stabil erweist, bei genügend großem Gefälle dagegen der hydraulische Zustand; geschieden sind diese beiden Zustände durch ein Zwischengebiet, in welchem beide labil sind und die Strömung sich derart vollzieht, daß ein fortgesetzter periodischer Übergang aus dem einen in den andern Zustand stattfindet. Die Existenz dieses Zwischengebietes läßt sich leicht demonstrieren, wenn man etwa Quecksilber aus einer horizontal befestigten, ca. 30 cm langen und 1 mm weiten Röhre unter einem Drucke von einigen Centimetern Quecksilbersäule frei ausfließen läßt[1]). Man sieht dann den austretenden Strahl periodisch zwischen zwei Lagen schwanken, der schneller austretende weiter reichende Strahl erweist sich, mit der Lupe betrachtet, als völlig glatt und zylindrisch, während der langsamere, weniger weit spritzende Strahl eine gekräuselte Oberfläche aufweist.

Was die Erklärung für diesen periodischen Übergang von einem zum andern Zustande betrifft, so gestaltet dieselbe sich folgendermaßen. Für ein gegebenes Rohr ist für eine gegebene Flüssigkeit bei gegebener Temperatur der Poiseuillesche Strömungszustand bis zu einer gewissen Grenzgeschwindigkeit stabil, innerhalb dieses Gebietes ist die Ausflußmenge direkt proportional dem angewandten Druck, oder, auf die gleiche Ausflußmenge berechnet, das Produkt

Druck $\times$ Ausströmungszeit = konst.

Wird die Grenzgeschwindigkeit, bei welcher dieser Zustand stabil ist, überschritten, so stellt sich der hydraulische Zustand her, welcher größere Reibungswiderstände bietet, so daß bei konstant bleibendem Druckgefälle die Strömungsgeschwindigkeit abnimmt und somit den Grenzwert wieder unterschreitet. Die Folge davon ist, daß nunmehr der Poiseuillesche Strömungszustand wieder stabil wird, mit dessen Einsetzen aber die Geschwindigkeit sofort wieder zu wachsen beginnt, so daß sich das Spiel fortwährend wiederholt. Der hydraulische Zustand wird stabil, wenn das Druckgefälle groß genug ist, um auch bei seiner Existenz mindestens die Grenzgeschwindigkeit zu gewährleisten.

Während der Poiseuillesche Zustand geordnete Strömungszustände darstellt (im kreisförmigen Rohrquerschnitt weisen alle Punkte in gleichem Abstande von der Rohrachse gleiche Geschwindigkeit auf, und die Geschwindigkeit nimmt von dem Maximalwert in der Achse nach einem parabolischen Gesetze ab, um an der Rohrwandung Null zu werden), bestehen im hydraulischen Zustande sehr viel kompliziertere Bewegungen, insbesondere ist das Rohr von aufeinanderfolgenden Wirbelscharen erfüllt. Ein Volumelement der Flüssigkeit bewegt sich hier nicht mehr geradlinig parallel der Rohrachse, sondern auf komplizierten Kurven, wie das besonders von Osborne Reynolds[2]) experimentell nachgewiesen worden ist.

Ich habe nun früher gezeigt, daß die trüben anisotropen Flüssigkeitszustände ein Durchein-

1) Vergl. M. Brillouin, Leçons sur la viscosité. Paris (1907). Bd. 1, S. 204.

2) Phil. Trans. Roy. Soc. of. London Vol. **174**, 705, 1883.

ander von Molekülschwärmen darstellen, deren jeder mit einer gewissen Vorzugsrichtung versehen ist, um welche sich ganz überwiegend die Längsrichtungen der Moleküle anordnen. Ein derartiger Schwarm wird in Richtung seiner Vorzugsrichtung erheblich leichter deformierbar sein, als in den Richtungen senkrecht dazu und beim Durchfließen einer Kapillaren im Poiseuilleschen Zustande werden daher die Schwarmachsen sich möglichst parallel zur Rohrachse einstellen. In dieser Weise erklären sich ungezwungen die Viskositätsanomalien der dünnflüssigen anisotropen Flüssigkeiten. Haben wir dagegen an Stelle des Poiseuilleschen den hydraulischen Strömungszustand, so wird die Ausnutzung der Vorzugsrichtung nicht mehr in dem Maße erfolgen können, als es in dem geordneten Poiseuilleschen Zustande möglich war, und zwar um so weniger, je intensiver die Durchwirbelung wird, d. h. in je höherem Grade das Druckgefälle den Grenzwert überschreitet, bei dem der Poiseuillesche Zustand labil wird.

Demnach ist zu erwarten, daß bei steigendem Druckgefälle, d. h. bei immer intensiverer Durchwirbelung der Flüssigkeit in der Kapillaren die Viskositätsanomalien einer anisotropen Flüssigkeit immer mehr zurücktreten werden. Wir können diese Überlegung auch folgendermaßen zusammenfassen. Handelt es sich entsprechend der vom Verfasser vertretenen Auffassung bei den trüben anisotropen Flüssigkeiten um richtungsgeordnete Schwarmzustände, so werden dieselben sich namentlich bei geordneten Bewegungen bemerkbar machen; und je mehr es gelingt, die geordneten Bewegungszustände durch ungeordnete zu ersetzen, in desto höherem Grade wird der aus dem richtungsgeordneten Zustande resultierende Effekt zurückgedrängt werden.

Diese Folgerungen, die auf einen direkt mechanischen Nachweis der richtungsgeordneten Zustände in anisotropen Flüssigkeiten hinauslaufen, erweisen sich in der Tat als völlig berechtigt, wie die im folgenden mitgeteilten Versuche beweisen.

Die Versuchsanordnung ähnelte im allgemeinen derjenigen, welche der Verfasser bei seiner in Gemeinschaft mit F. Conrat ausgeführten Arbeit gebrauchte, nur war die Einrichtung für die Konstanthaltung und langsame Veränderung der Temperatur des Paraffinbades erheblich verbessert. An die Stelle des damals verwendeten Reibungsröhrchens trat jedoch ein völlig anders gestaltetes, welches den besonderen Umständen zur Ausbildung des hydraulischen Zustandes Rechnung trug. Da es sich um größere Drucke handelte, als sie durch Niveauunterschiede der Substanz selbst zu erhalten waren, so war einerseits Anschluß an einen Vakuumbehälter, andererseits an einen Druckbehälter vorgesehen, von denen nach Bedarf einer oder beide zugleich in Aktion treten konnten. Eine Gesamtübersicht über diese Anordnung gibt Fig. 1.

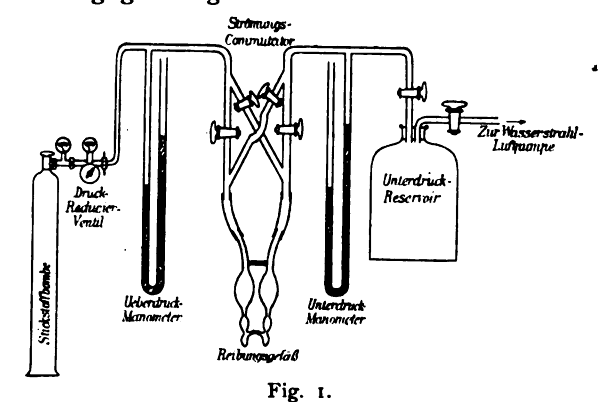


Fig. 1.

In der ohne Rücksicht auf wirkliche Größenverhältnisse wesentlich schematisch gehaltenen Figur sieht man links die Stickstoffbombe mit Manometer und Reduzierventil. Letzteres gestattete den Überdruck, der an dem Quecksilbermanometer links gemessen wurde, beliebig lange konstant zu erhalten. Rechts sehen wir als Unterdruckreservoir eine Flasche von ca. 5 Liter Inhalt, die mit einer Wasserstrahlluftpumpe auf beliebigen Unterdruck gebracht werden konnte. Die Überdruck- und Unterdruckleitungen gehen nicht direkt zum Reibungsröhrchen, sondern zunächst zu einem Strömungskommutator, der bei Öffnung der Vertikalhähne im Reibungsgefäß eine Strömung von links nach rechts, bei Öffnung der Diagonalhähne dagegen eine Strömung in entgegengesetzter Richtung bewirkt. Beim Öffnen eines Vertikalhahnes und des zugehörigen Diagonalhahnes herrscht im Reibungsröhrchen beiderseits gleicher Druck. Mittels dieser zu ähnlichen Zwecken schon häufig gebrauchten Anordnung ist man demnach in der Lage, in schneller Folge die Flüssigkeit im Reibungsgefäß (Fig. 2) hin und her zu treiben und einen Versuch an den andern zu reihen. Da die beiden oben und unten eingeschnürten Ausflußgefäße nur annähernd das gleiche Volum (ca. 1 ccm) haben und beim Durchfluß links-rechts das linke, beim Durchfluß rechts-links das rechte Ausflußgefäß benutzt wurde, so sind die mit entgegengesetzten Durchflußrichtungen erhaltenen Versuche nicht direkt miteinander vergleichbar, sondern stellen vielmehr zwei voneinander unabhängige Versuchsserien dar, was für die Kontrolle der Beobachtungen von großem Werte ist. Die Füllung des Reibungsgefäßes ist derart bemessen, daß beim Ausfließen des linken Gefäßes sich das rechte füllt und umgekehrt, so daß nach Beendigung eines Durchflusses der Apparat sofort



Fig. 2.

zum Durchfluß in entgegengesetzter Richtung bereit ist.

In den folgenden Tabellen und Kurven findet sich nun das am Anisaldazin erhaltene Beobachtungsmaterial zusammengestellt. Anisaldazin wurde besonders deswegen genommen, weil bei ihm die Reibungsanomalien im Poiseuilleschen Zustande am genauesten untersucht worden sind. Hier lagen ja die Beobachtungen des Verfassers in Gemeinschaft mit F. Conrat[1]) vor. Dazu kommt, daß Anisaldazin leicht darzustellen und zu reinigen ist, sowie daß es sich auch lange Zeit im geschmolzenen Zustande erhalten läßt, ohne sich merklich zu zersetzen.

Die Versuche wurden in zwei verschiedenen Reibungsröhrchen angestellt, die mit Nr. 3 und Nr. 4 bezeichnet waren. In Nr. 3 lag die Grenze des rein Poiseuilleschen Zustandes bei einem Druck von etwa 30 mm Quecksilbersäule, von etwa 60 mm an war sicher der hydraulische Zustand stabil.

Tabelle Ia.

(Rohr 3, Durchfluß links-rechts $p = 100$ mm *Hg*.)

Temperatur	Ausflußzeit	Bemerkungen
172,4	188	anisotrop-flüssig
172,8	188,5	
176,5	191	
177,0	186,6	
178,9	203	
179,4	207,5	
179,5	215	
179,7	207	
180,0	217,5	Klärungstemperatur 181,2
182,0	290	isotrop-flüssig
182,1	290	
184,9	287,5	
189,0	270,5	
189,3	277	

1) E. Bose und F. Conrat, diese Zeitschr. **9**, 169, 1908.

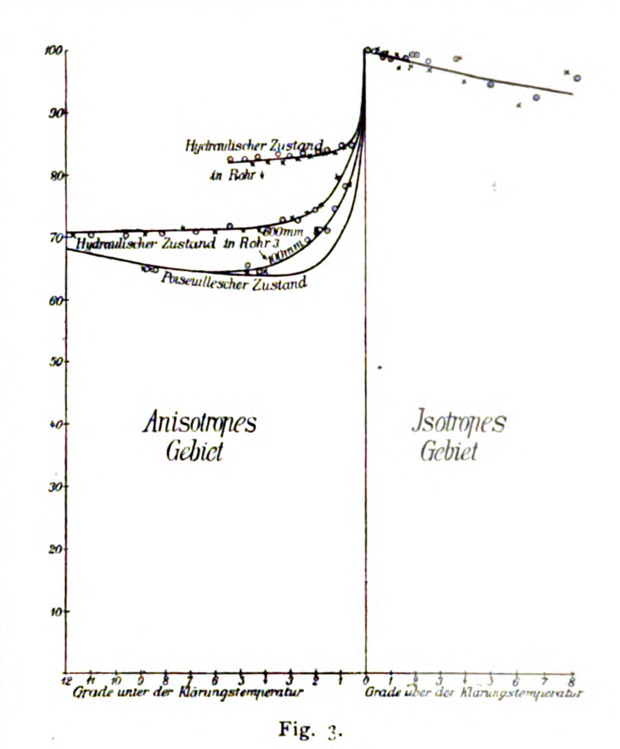


Fig. 3.

Tabelle Ib.

(Rohr 3, Durchfluß rechts-links, $p = 100$ mm *Hg*.)

Temperatur	Ausflußzeit	Bemerkungen
172,35	174	anisotrop-flüssig
172,5	174	
176,45	173	
177,2	173	
179,2	192,6	
179,2	190	
179,2	192	
179,6	211	Klärungstemperatur 181,2
182,0	268,0	isotrop-flüssig
182,1	268,1	
184,0	266	
188,8	259,5	
189,3	262	

Tabelle IIa.

(Rohr 3, Durchfluß links-rechts, $p = 600$ mm *Hg*.)

Temperatur	Ausflußzeit	Bemerkungen
167,7	34,1	anisotrop-flüssig
169,0	34,4	
170,4	34,0	
171,8	34,1	
173,3	34,3	
174,6	34,4	
176,0	34,7	
178,1	35,2	
178,7	35,2	
179,4	35,9	
180,0	36,3	
180,6	37,8	Klärungstemperatur 181,4
181,5	48,5	isotrop-flüssig
183,3	48,1	
183,5	48,2	
184,0	47,7	
186,2	45,7	
187,8	44,7	

Tabelle IIb.
(Rohr 3, Durchfluß rechts-links, $p = 600$ mm *Hg*.)

Temperatur	Durchflußzeit	Bemerkungen
168,4	32,3	
169,6	32,0	
172,6	32,2	
174,1	32,5	
175,4	32,3	anisotrop-flüssig
176,5	32,4	
178,5	33,3	
179,1	33,7	
179,6	34,2	
180,3	36,2	Klärungstemperatur 181,4
181,4	41,4	Durchfluß teils trüb, teils klar erfolgend
182,1	45,6	
182,8	44,3	
184,0	44,1	
185,4	43,2	isotrop-flüssig
185,9	44,7	
187,4	41,7	

Tabelle IIIa.
(Rohr 4, Durchfluß links-rechts, $p = 75$ mm *Hg*.)

Temperatur	Durchflußzeit	Bemerkungen
177,0	25,4	
177,6	25,4	
178,1	25,5	
178,9	25,6	
179,4	25,5	
179,9	25,6	anisotrop-flüssig
180,5	25,7	
180,9	25,8	
181,5	26,0	
181,9	26,0	
182,1	26,8	Klärungstemperatur 182,4
182,7	30,8	
183,1	30,6	isotrop-flüssig
183,5	30,4	
184,1	30,4	

Tabelle IIIb.
(Rohr 4, Durchfluß rechts-links, $p = 75$ mm *Hg*.)

Temperatur	Durchflußzeit	Bemerkungen
177,9	25,8	
178,5	25,9	
179,1	25,9	
179,7	26,1	
180,2	26,3	anisotrop-flüssig
180,8	26,4	
181,2	26,4	
181,6	26,6	
182,0	26,7	Klärungspunkt 182,4
182,4	31,2	Teils trüb, teils klar durchfließend
182,9	31,7	
183,3	31,4	isotrop-flüssig
183,7	31,4	
184,3	30,8	

Die ersten Versuchsreihen (Tabelle Ia und Ib), die bei einem Überdruck von 100 mm angestellt wurden, entsprechen daher einem eben sicherlich hydraulischen Zustande. Hier ist der Einfluß der Durchwirbelung noch nicht beträchtlich und dokumentiert sich nur in den nahe der Klärungstemperatur liegenden Teilen der beiden Versuchsreihen. Dagegen sind die Versuchsreihen der Tabellen IIa und IIb mit sechsmal größerem Druck ausgeführt, bei dem schon eine recht intensive Durchwirbelung der Flüssigkeit stattfindet. Hier ist der Effekt schon bis zur Erstarrungstemperatur herunter sehr augenfällig und die beiden Versuchsreihen a und b stehen in vorzüglicher Übereinstimmung miteinander.

Bei weiteren Versuchen mit demselben Rohr, die mit noch höherem Druckgefälle ausgeführt werden sollten, wurde leider Rohr 3 zerbrochen. Es wurde darauf mit einem etwas weiteren und kürzeren Rohr gearbeitet, bei dem der hydraulische Zustand schon bei niederen Drucken intensiv auftrat. Dazu erwies sich Rohr 4 besonders geeignet, mit dem dann die Versuchsreihen IIIa und IIIb ausgeführt wurden. Hier ist die Durchwirbelung der Flüssigkeit schon sehr intensiv und der Einfluß derselben so groß, daß die Reibungsanomalie des Anisaldazins auf etwa die Hälfte ihres Wertes im Poiseuilleschen Zustande reduziert ist. Eine Verstärkung des Druckgefälles würde die Abweichungen vom Poiseuilleschen Zustande gewiß noch weiter steigern, doch würden bei Rohr 4 die Ausflußzeiten dann nur noch wenige Sekunden betragen und damit die Versuche zu ungenau werden. Es wurde daher für die vorläufige Mitteilung auf eine weitere Steigerung des Effektes verzichtet.

Die Gesamtheit der bisherigen Versuche über das Verhalten des Anisaldazins im hydraulischen Zustande ist in dem Diagramm Fig. 3 dargestellt. Es ist die Ausflußzeit beim Viskositätsmaximum (isotrope Flüssigkeit beim Klärungspunkte) = 100 gesetzt und die Kurven der verschiedenen Reihen so aufeinander gelegt, daß der Klärungspunkt bei der gleichen Abszisse liegt. Die Temperaturen sind daher vom Klärungspunkte aus als Nullpunkt nach oben und unten gerechnet.

Man beachte besonders den im wesentlichen nur auf wenige Grade direkt unterhalb der Klärungstemperatur beschränkten Effekt bei 100 mm, gegenüber dem über das ganze Temperaturbereich sich erstreckenden, auch erheblich größeren Effekt bei 600 mm im gleichen Rohr. Im Sinne der kinetischen „Schwarm"-Theorie der anisotropen Flüssigkeiten ist dies Verhalten ohne weiteres verständlich. Bei der Klärungstemperatur ist die Intensität der Wärmebewegung gerade ausreichend, um die richtungsgeordneten Zustände des anisotrop-flüssigen Zustandes zu zerstören. Unterhalb der Klärungstemperatur werden diese Zustände also um so stabiler sein, je weniger intensiv die auf ihre Zerstörung hinarbeitende Wärmebewegung ist, d. h. je weiter wir uns von der Klärungstempe-

ratur entfernen. Eine Durchwirbelung der Flüssigkeit innerhalb sehr kleiner Bezirke wird um so mehr die richtungsgeordneten Zustände zu stören in der Lage sein, je mehr sie von der Wärmebewegung unterstützt wird, also in erster Linie in der Nähe der Klärungstemperatur. Auch die bis zur Erstarrungstemperatur der anisotropen Flüssigkeit durchgeführten Versuche der Tabellen IIa und IIb zeigen ein fortgesetztes Abnehmen des Effekts mit sinkender Temperatur. Bei der Erstarrungstemperatur selbst, die ein wenig tiefer liegt als die Kurvendarstellung reicht, ist der Effekt nahezu verschwunden, d. h. die Kurve erreicht fast die des Poiseuilleschen Zustandes.

Die vorliegenden Versuche, welche zwar keineswegs eine umfassende Untersuchung, sondern nur einen ersten sicheren Nachweis des auf Grund der kinetischen Überlegungen vorhergesagten Effekts darstellen sollen, scheinen mir zweifellos einen mechanischen Nachweis dafür zu erbringen, daß in den anisotropen Flüssigkeiten richtungsgeordnete Zustände vorliegen. Es dürfte hier meines Wissens zum ersten Male der direkte Einfluß eines Formfaktors der Moleküle mechanisch zum Nachweis gebracht sein. Ich darf vielleicht hier der Überzeugung Ausdruck geben, daß das Studium der Reibung im hydraulischen Zustande in sehr engen Röhren möglicherweise berufen sein wird, als ein wertvolles Hilfsmittel bei der Behandlung physikalisch-chemischer Probleme zu dienen. Erforderlich ist dafür allerdings zunächst ein gründliches Studium der hydraulischen Strömungszustände überhaupt, die bisher meist nur in weiteren Röhren und fast nur für Wasser untersucht worden sind[1]).

Zum Schlusse dieses vorläufigen Berichtes ist es mir eine angenehme Pflicht, der Unterstützung dankend zu gedenken, die ich der Jagor-Stiftung verdanke; mit den von dieser mir zur Verfügung gestellten Mitteln werden die Versuche auch fernerhin fortgesetzt werden.

1) Betrachtet man nämlich in einem gegebenen Rohre den Durchfluß stets eines und desselben Flüssigkeitsquantums, so sind im Poiseuilleschen Zustande die reziproken Ausflußzeiten $\frac{1}{Z}$ direkt proportional den Drucken,

$$p = K_P \cdot \frac{1}{Z},$$

während im hydraulischen Zustande an Stelle dieser Gleichung tritt:

$$p = K_H \cdot \left(\frac{1}{Z}\right)^n;$$

K_P, die Konstante des Poiseuilleschen Zustandes, ist bei gegebenem Rohr in erster Linie Materialkonstante. Das analoge muß für die zu K_P jedenfalls in naher Beziehung stehende Konstante K_H gelten. Ob der Exponent n, der wenigstens bei weiteren Rohren von den Rohrdimensionen weitgehend unabhängig ist, sich ebenfalls als Materialkonstante der durchfließenden Flüssigkeit erweist, ist eine Frage, die auch noch entschieden werden muß, da bisher der hydraulische Zustand fast nur bei Wasser untersucht worden ist. Dahinzielende Versuche sowie solche an Emulsionen sind in meinem Laboratorium z. Z. in Vorbereitung, während die Untersuchung an den kristallinischen Flüssigkeiten ebenfalls, und zwar als Gegenstand einer Dissertation von Herrn Neufeld, weitergeführt wird.

Danzig-Langfuhr, Physikalisch-chemisches Laboratorium der Kgl. Technischen Hochschule, November 1908.

(Eingegangen 15. November 1908.)

BESPRECHUNGEN.

W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik. (A. u. d. T.: Mathematische Vorlesungen an der Universität Göttingen, III.) gr. 8. XIV u. 396 S. mit 75 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. In Leinw. geb. M. 14.—

Diese erschöpfende Behandlung der magneto- und elektrooptischen Erscheinungen wird gewiß allen Physikern willkommen sein, da sie ein Bedürfnis erfüllt, das wohl jeder empfunden hat, der es versuchte, die Fülle von Ergebnissen zu überblicken, welche das letzte Dezennium, insbesondere auf dem Gebiete der Magnetooptik, nach Zeemans grundlegender Entdeckung, gebracht hat. Mit einer Vollständigkeit und Klarheit, wie sie nur einem Forscher möglich sein konnte, der selbst an der Untersuchung der neuen Erscheinungen einen hervorragenden Anteil genommen hat, werden in dem Buche die Tatsachen in geordnetem Zusammenhang dargestellt, und in weitgehendem Maße theoretisch erklärt, wobei vor allem auf die gerade hier so fruchtbare Wechselwirkung zwischen Beobachtung und Theorie Gewicht gelegt wird.

Nachdem im 1. Kapitel die Hilfsmittel für die Beobachtung des Faraday-Effektes (magnetische Drehung der Polarisationsebene) und die dadurch gewonnenen Resultate eingehend geschildert worden sind, bringt das 2. Kapitel ähnliches für den Zeeman-Effekt. Der höchst übersichtlichen Beschreibung der komplizierteren Typen von magnetischen Zerlegungen der Spektrallinien geht hier die Auseinandersetzung der bekannten, für die einfachen Zeemanschen Duplets und Triplets ausreichenden elementaren Theorie voran. Das Kapitel schließt mit der dieser Theorie vom Referenten gegebenen Erweiterung, in welcher die leuchtenden Teilchen als Systeme von unbekanntem Bau betrachtet werden, über welche elektrische Ladungen in irgendwelcher Weise verteilt sind, und deren Schwingungen infolgedessen von

einem äußeren magnetischen Felde beeinflußt werden. Bei geeigneter Wahl der Lagrangeschen Koordinaten $p_1, p_2, \cdots p_n$ nehmen die Bewegungsgleichungen für ein derartiges System die Gestalt an:

$$\left.\begin{aligned} m_1 p_1'' &= -k_1 p_1 + h_{12} p_2' + \cdots + h_{1n} p_n', \\ m_2 p_2'' &= -k_2 p_2 + h_{21} p_1' + \cdots + h_{2n} p_n', \\ &\text{usw.,} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

wo die Striche Differentiationen nach der Zeit bedeuten. Die Konstanten $m_1, m_2, \cdots$ sind Massenkoeffizienten, $k_1, k_2, \cdots$ beziehen sich auf die quasi-elastischen Kräfte und die Glieder mit den Geschwindigkeiten $p_1', p_2', \cdots$ rühren von dem magnetischen Felde her. Sie drücken aus, daß durch die Wirkung dieses letzteren die Koordinaten $p_1, p_2, \cdots$ und die denselben entsprechenden Freiheitsgrade, die sonst voneinander völlig unabhängig sein würden, in bestimmter Weise miteinander gekoppelt werden. Charakteristisch für diese magnetischen Koppelungen ist, daß zwischen den Koeffizienten h, die sämtlich der Feldstärke proportional sind, die Relationen $h_{jk} = -h_{kj}$ bestehen.

Die Gleichungen führen zu dem Schluß, daß eine Zerlegung einer Spektrallinie jedesmal dann stattfinden muß, wenn es unter den Verhältnissen k_1/m_1, $k_2/m_2, \cdots$ einige unter sich gleiche gibt, d. h. wenn einige der ursprünglichen Grundschwingungen dieselbe Frequenz haben. M. a. W., eine Linie zerfällt in a Komponenten, wenn sie schon vor Erregung des Feldes als eine a-fache Linie mit zusammenfallenden Komponenten aufgefaßt werden kann.

Diese Betrachtungen waren ziemlich unfruchtbar geblieben, und vor allem Voigts Untersuchungen hat man es zu verdanken, daß die Theorie der Magnetooptik nicht weit hinter der experimentellen Forschung zurückgeblieben ist, daß sie vielmehr in manchen Fällen anregend auf diese gewirkt hat, indem sie gewisse Phänomene voraussagte, oder das Verständnis feiner und komplizierter Erscheinungen ermöglichte. Der Fortschritt hat im wesentlichen nach drei Richtungen hin stattgefunden. Erstens hat Voigt schon vor vielen Jahren statt der Emission des Lichtes die Absorption und im Zusammenhang damit die Fortpflanzung in Körpern, die unter dem Einfluß des magnetischen Feldes stehen, zum Gegenstand der Untersuchung gemacht, eine Methode, die der direkten Betrachtung der Emission u. a. dadurch überlegen ist, daß sie auch zu Folgerungen über die Breite und Intensität der Spektrallinien und deren magnetische Komponenten führt; auch läßt sie die Beziehungen des Zeeman-Effektes zu dem Faraday-Effekt und der magnetischen Doppelbrechung hervortreten. Das Kirchhoffsche Gesetz ermöglicht es, jedesmal einen Rückschluß von dem inversen Effekt, d. h. von der Zerlegung der Absorptionslinien, auf den direkten Effekt zu machen. Zweitens wurde der Ansatz (1) in solcher Weise spezialisiert, daß er nicht bloß gewisse allgemeine Sätze liefert, sondern auch den wirklich beobachteten Zerlegungen angepaßt werden kann, und drittens wurde die Theorie auf anisotrope Körper ausgedehnt. Hier traf Voigt mit J. Becquerel zusammen, der durch seine schönen Beobachtungen über den Einfluß des Magnetismus auf die feinen Absorptionslinien gewisser Kristalle ein neues Gebiet von Erscheinungen erschloß und dann die theoretische Erklärung derselben auf ähnlichem Wege wie Voigt in Angriff nahm.

Die im vorliegenden Buche vorgetragene Theorie des inversen Zeeman-Effektes (Kap. 3) schließt sich an die früheren Arbeiten des Verfassers an, mit dem Unterschiede jedoch, daß die Elektronentheorie mehr als in diesen in den Vordergrund tritt. Einleitend wird die Theorie der Dispersion und Absorption bei Abwesenheit eines magnetischen Feldes besprochen, und es folgen dann zwei Abschnitte über die longitudinalen und transversalen magnetooptischen Effekte, nämlich die Zerlegung der Linien bei den beiden Hauptbeobachtungsrichtungen, die magnetische Drehung der Polarisationsebene und die Doppelbrechung. Die Behandlung dieser Begleiterscheinungen des Zeeman-Effektes ist deshalb von besonderer Wichtigkeit, weil sie, ähnlich wie die Dispersion, in unmittelbarer Nähe eines Absorptionsstreifens in großer Intensität auftreten. Was die Drehung der Polarisationsebene betrifft, hatte Voigt diesen Schluß bereits im Jahre 1898 gezogen, so daß er imstande war, die gleichzeitig unabhängig von der Theorie gemachten Beobachtungen von Macaluso und Corbino sofort zu erklären. Die späteren Versuche von Hallo, Wood und Geiger gestatteten eine tiefergehende Vergleichung mit den theoretischen Folgerungen (§ 87), und höchst merkwürdig ist die schöne Übereinstimmung mit Zeemans Beobachtungen über die Drehung der Polarisationsebene zwischen den Komponenten eines magnetischen Duplets und in den beiderseits davon liegenden Bereichen (§§ 88—90). Bei der Besprechung dieser Erscheinung wird das Verständnis der trotz aller Vereinfachung noch immer ziemlich verwickelten Formeln durch geeignete graphische Darstellungen wesentlich erleichtert.

Nicht weniger wertvolle Bestätigung findet die Theorie in der Doppelbrechung einer Natriumflamme, wie sie 1899 im Göttinger Institut in der Nähe der Absorptionslinien (§ 96) und später von Zeeman und Geest auch in dem Bereich zwischen den magnetischen Komponenten beobachtet wurde. Die Theorie dieser

letzteren Versuche wird, was die Linie D_2 betrifft, in dem 3. Kapitel gegeben, in dessen Formeln, ebenso wie in der elementaren Theorie, immer nur ein bewegliches Elektron in jedem Teilchen angenommen wird; erst später (§§ 118, 119) folgt eine ähnliche Behandlung der Erscheinungen bei der Linie D_1.

Im 4. Kapitel entwickelt der Verfasser jetzt eine Theorie der komplizierteren Zerlegungen, wobei er von der Voraussetzung ausgeht, daß jedes leuchtende, bezw. absorbierende Teilchen eine gewisse Anzahl magnetisch gekoppelter Elektronen enthält, deren rechtwinklige Koordinaten statt der allgemeinen Koordinaten p in die Formeln (1) einzuführen sind. Ferner verwirft er die früher vom Referenten vertretene Ansicht, nach welcher die Teilchen, wenigstens was die hier in Betracht kommenden Wirkungen betrifft, isotrop sein würden, so daß der Einfluß des magnetischen Feldes auf die Schwingungsfrequenzen nicht von der Orientierung des Teilchens abhinge. Diese Beschränkung ist nötig, solange man sich die Teilchen in einem gasförmigen Körper regellos, in allen möglichen Weisen orientiert denkt; dann würde nämlich eine Ungleichheit der Eigenschaften in verschiedenen Richtungen eine diffuse Verbreiterung der magnetischen Komponenten zur Folge haben, während diese in Wirklichkeit im allgemeinen dieselbe Schärfe wie die ursprünglichen Linien haben. Von dieser Tatsache kann man nun aber ebensogut Rechenschaft geben, wenn man sich vorstellt, daß ein Molekül zwar anisotrop ist, aber so vom magnetischen Felde gerichtet wird, daß eine in demselben ausgezeichnete Richtung den Kraftlinien parallel wird. Voigt gibt dieser Auffassung, mit der man weiter kommen kann als mit der obengenannten, und für welche auch anderweitige Überlegungen sprechen (§ 20), den Vorzug, wobei er allerdings annehmen muß, daß die Eigenschaften eines Teilchens rings um die ausgezeichnete Richtung herum symmetrisch sind. Indem nun schließlich berücksichtigt wird, daß nach aller Erfahrung die Schwingungen parallel und senkrecht zu den Kraftlinien völlig unabhängig voneinander sind, gelangt Voigt dazu, für ein System gekoppelter Elektronen zwei Sätze von Bewegungsgleichungen aufzustellen. Werden die Koordinaten jedes Elektrons auf seine Gleichgewichtslage bezogen, und legt man die z-Achse in der Richtung der Kraftlinien, so enthalten die Gleichungen der ersten Gruppe bloß die Koordinaten z der verschiedenen Elektronen; sie sind genau von der Gestalt (1), nur daß noch, wie in allen zur Darstellung des inversen Effektes dienenden Formeln, Glieder auftreten, die den Einfluß der wechselnden elektrischen Kräfte des Lichtbündels ausdrücken, und auch solche, die Widerstände bedeuten. Es sind also die z-Koordinaten der verschiedenen Elektronen in ähnlicher Weise magnetisch miteinander gekoppelt, wie die Koordinaten p in den allgemeinen Formeln (1). Die zweite Gruppe von Gleichungen enthält die Koordinaten x und y. Hier sind nicht bloß das x und das y ein und desselben Elektrons, gerade so wie in der elementaren Theorie miteinander verbunden, sondern es bestehen auch Koppelungen zwischen den Koordinaten verschiedener Elektronen, und zwar wird gezeigt, daß man, um die Beobachtungen zu verstehen, im allgemeinen Koppelungen sowohl zwischen den gleichgerichteten als auch zwischen den aufeinander senkrecht stehenden Koordinaten annehmen muß. Übrigens wird die Natur der Koppelungen ganz unbestimmt gelassen und es muß bemerkt werden, daß die betreffenden Glieder in den Gleichungen, mit alleiniger Ausnahme der auch in der elementaren Theorie vorkommenden, sich nicht ohne weiteres auf die bekannte Wirkung eines Magnetfeldes auf ein bewegtes Elektron zurückführen lassen. Die Theorie ist also teilweise phänomenologischer Art, doch dafür hat sie das große Verdienst, wohl jede bei isotropen Körpern beobachtete Form des Zeeman-Effektes zu umfassen, wenn man nur den in den Gleichungen vorkommenden Parametern passend gewählte Werte beilegt. Dies geht sowohl aus den allgemeinen Schlüssen des Verfassers, als auch aus der auf sie folgenden Betrachtung spezieller Fälle (zwei, drei oder vier gekoppelte Elektronen, §§ 117—124) hervor.

Kapitel 5 gibt zunächst eine Zusammenstellung von J. Becquerels Resultaten, die durch die gemeinschaftlich mit Kamerlingh Onnes bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs ausgeführte Wiederholung der Versuche noch sehr an Bedeutung gewonnen haben, und wendet sich dann der Theorie der Effekte an anisotropen Körpern zu. Während Becquerels Kristalle sämtlich einachsig waren, geht Voigt von der Betrachtung eines Kristalls mit drei ungleichwertigen zueinander senkrechten Symmetrierichtungen aus; die eine hat die Richtung des Feldes, und die Formeln für die von Becquerel untersuchten Fälle ergeben sich durch geeignete Spezialisierung. Es wird angenommen, daß jedes Teilchen zwei bewegliche Elektronen enthält, und daß sich zu den auch in der elementaren Theorie vorkommenden Koppelungen zwischen den Koordinaten jedes einzelnen Elektrons nur noch eine weitere, nämlich zwischen den dem Felde parallelen Koordinaten der beiden Elektronen, gesellt. Dieser einfache Ansatz genügt als Grundlage für eine Theorie, die fast alle von Becquerel festgestellten Tatsachen zu er-

klären vermag; namentlich gibt sie auch Aufschluß über die Übereinstimmung, die nach Becquerel zwischen den Erscheinungen in verschiedenen Fällen besteht (§§ 128, 147). Die Erwartung scheint gerechtfertigt, daß die wenigen Beobachtungen, die sich der Theorie noch entziehen, sich durch geeignete Modifikation der Grundannahmen werden erklären lassen.

Diese Theorie der magneto-optischen Erscheinungen in Kristallen unterscheidet sich von der für isotrope Körper entwickelten dadurch, daß in ihr auch Koppelungen zwischen solchen Freiheitsgraden zugelassen werden, deren Frequenzen nicht gleich, sondern ein wenig voneinander verschieden sind. Dies führt auf Dissymmetrien, wie sie gerade bei den Becquerelschen Zerlegungen häufig vorkommen, und der Verfasser macht es wahrscheinlich (§ 149), daß auch die bei isotropen Körpern gefundenen Dissymmetrien aus ähnlichen Wirkungen entstehen. Die früher auf anderem Wege von ihm abgeleitete Dissymmetrie in den transversalen Effekten bei isotropen Körpern (§§ 98, 99) ist, wie § 100 dargelegt wird, wahrscheinlich zu schwach, um sich in den Beobachtungen zu zeigen.

Der Umfang dieses Berichtes gestattet nicht, dem reichen Inhalt des Buches völlig gerecht zu werden. Daher möge nur noch erwähnt werden, daß die Betrachtung der Intensität der Linien zu vielen interessanten Schlüssen führt, so z. B. zu einer eigentümlichen Erklärung von Triplets mit anormalen Abständen (§ 120), und daß der Verfasser geneigt ist, diejenigen Triplets, in welchen die rechts und links zirkularpolarisierten Komponenten miteinander vertauscht sind, nicht, wie Becquerel, auf positive Elektronen, sondern auf intramolekulare dem äußeren Felde entgegengesetzte magnetische Felder zurückzuführen.

Die fünf letzten Kapitel (Der magneto-optische Kerr-Effekt. Die Elektronentheorie des magnetischen Kerr-Effektes. Elektrooptische Wirkungen in isotropen und anisotropen Körpern. Eigenschwingungen gebundener Elektronen bei Einwirkung eines elektrischen Feldes. Die Elektronentheorie der elektrooptischen Effekte) schließen sich den vorhergehenden würdig an und enthalten ebenso wie diese manchen Gedanken von dem man erwarten darf, daß er fördernd und anregend auf die weitere Forschung wirken wird. Hier sei noch hervorgehoben, daß die Grundlage der im letzten Teil des Buches gegebenen Entwickelungen darin besteht, daß in den Ausdruck für das quasi-elastische Potential eines schwingenden Elektrons, welcher im einfachsten Fall die Gestalt $\frac{1}{2} a(x^2 + y^2 + z^2)$ hat, (wo x, y, z die Verschiebungskomponenten bedeuten) eine allgemeinere quadratische Funktion und auch Glieder mit den höheren Potenzen von x, y, z aufgenommen werden.

H. A. Lorentz.

O. Hecker, Bestimmung der Schwerkraft auf dem Indischen und Großen Ozean und an deren Küsten, sowie erdmagnetische Messungen. (Veröffentlichungen des Zentralbureau der internationalen Erdmessung. Neue Folge Nr. 78.) 4. VIII u. 233 S. mit 12 Tafeln. Berlin, G. Reimer. 1908.

Bereits im Jahre 1901 hatte der Verfasser eine Reise von Hamburg nach Rio de Janeiro und zurück nach Lissabon unternommen zur Bestimmung der Schwere auf hoher See mittels Siedethermometer und Barometer, eine Methode, die zuerst Mohn zur Bestimmung der Schwerekorrektion von Barometern angewendet hat. Diese erste Reise hatte das Resultat ergeben, daß die Schwerkraft auf den befahrenen Teilen des Atlantischen Ozeans nahezu normal ist. Die zweite größere Reise führte durch das Mittelmeer und den Indischen Ozean nach Australien und durch den Großen Ozean nach San Franzisko. Die Rückreise ging durch den nördlichen Teil des Großen Ozeans nach Japan, an der chinesischen und indischen Küste entlang bis nach Ceylon und von hier wieder durch das Rote Meer und Mittelmeer nach Deutschland zurück. Zur Bestimmung der Schwere auf hoher See fanden sechs Siedethermometer und fünf photographisch registrierende Quecksilberbarometer Verwendung. Um die Bewegungen zu messen, welche die Barometer infolge des Schlingerns und Stampfens des Schiffes ausführen, konstruierte der Verfasser einen Schwingungsmesser, der natürlich auch zur Registrierung der genannten Schiffsbewegungen benutzt werden kann. Eine Beschreibung dieses Schwingungsmessers findet sich auch in der Zeitschrift für Instrumentenkunde Bd. 28, S. 265. An einer großen Anzahl von Küstenstationen wurden überdies mit einem Stückrathschen Pendelapparat Messungen der Intensität der Schwere angestellt, desgl. erdmagnetische Beobachtungen. Als Resultat ergab auch diese Reise, daß die Schwerkraft sowohl auf dem Indischen als auch auf dem Großen Ozean nahezu normal ist. Die Pratt-Helmertsche Hypothese, welche besagt, daß die Massen der Erdkruste isostatisch gelagert sind, findet so eine glänzende Bestätigung und sie kann nunmehr als Gesetz angesehen werden, welches für die gesamte Erdoberfläche Gültigkeit hat. Man darf es also als erwiesen ansehen, daß die Massenanhäufungen der Kontinente ebenso durch Massendefekte im

Erdinnern ausgeglichen sind wie die Ozeane durch entsprechende größere Dichtigkeit des Meeresgrundes. Die Resultate dieser Arbeit gehören zu den schönsten Erfolgen, die die Geophysik überhaupt aufzuweisen hat.

E. Przybyllok.

L. Poincaré, Die moderne Physik. Übertragen von M. Brahn und B. Brahn. 8. VIII u. 260 S. Leipzig, Quelle & Meyer. 1908. M. 3.80, gebunden M. 4.40

Der Zweck des vorliegenden Werkes ist, an der Hand der Hauptergebnisse der modernen Physik Sinn und Tragweite der grundlegenden spekulativen Erörterungen zu analysieren. Inhaltlich ist das Buch überaus lesenswert und interessant, so daß der Referent nicht anstehen würde, der französischen Ausgabe uneingeschränktes Lob zu spenden. Da es sich hier aber um eine Übertragung ins Deutsche handelt, so ist der Berichterstatter leider genötigt, darauf hinzuweisen, daß eine Flut von Druckfehlern, namentlich in den Namen, die Lektüre erheblich beeinträchtigt. Als Musterlese diene: Sidentopf, Kamerling Ones, Plank, Batelli usw. Aus der Royal Institution in London wird eine „Institution Royale". Derartige Reminiszenzen an das französische Original finden sich häufiger, so die ziemlich ungebräuchliche Bezeichnung Kaliumferrocyanür statt Ferrocyankupfer oder Kupferferrocyanid. Die Vertauschung von Kupfer und Kalium ist nur ein gewöhnlicher Druckfehler im selben Wort. Nimmt man dazu Ausdrücke wie Molekülgramm statt Grammmolekül, Streifenspektrum statt Bandenspektrum, Kathodenkörperchen statt Kathodenstrahlkörperchen usw., so wird man bedauernd zugeben müssen, daß die Übersetzer leider der Materie nicht genügend Herr gewesen sind.

E. Bose.

G. E. Hale, The study of stellar evolution. An account of some recent methodes of astrophysical research. gr. 8. XI u. 252 S. mit 8 Figuren und 104 Tafeln. Chicago, The University of Chicago Press (London, Wm. Wesley & Son, 28 Essex St., Strand.) 1908. Gebunden 16 sh. 6 d.

In welch überaus subtiler Weise wir heutzutage in der Lage sind, gewisse Vorgänge auf der Sonne zu verfolgen, ist wohl selten drastischer zutage getreten, als durch Hales Nachweis des Zeeman-Effektes am Spektrum von Sonnenflecken (vergleiche Zeemans Vortrag hierüber auf der 80. Vers. deutsch. Naturforscher und Ärzte zu Köln). Dieser Nachweis stellt eines der letzten Resultate der ausgezeichneten Beobachtungsmethoden Hales dar.

Es wird heutzutage jeden wissenschaftlich interessierten Physiker, auch wenn er sonst in seiner Arbeitsrichtung der Astrophysik völlig fernsteht, aufs äußerste interessieren, die modernsten Hilfsmittel kennen zu lernen, mittels deren heute die Entwickelung der Welten studiert wird. Um sich aber über diese Methoden und Apparate in bester Weise zusammenfassend zu unterrichten, ist kein Werk geeigneter als das vorliegende des genialen Leiters des Sonnenlaboratoriums auf dem Mount Wilson. Hinzuzufügen wäre nur, daß die Ausstattung des Werkes über jedes Lob erhaben und in jeder Hinsicht vorbildlich zu nennen ist.

E. Bose.

Berichtigungen.

Ich habe nachträglich in der Arbeit von Herrn St. Loria und mir: „Über die Dispersion des Wasserstoffs", diese Zeitschr. **8**, 875, 1908, folgende Druckfehler gefunden:

S. 876 Gl. (3) muß lauten: $\mathfrak{J} = \mathfrak{J}_0 e^{-\frac{4\pi n \varkappa}{\lambda_0} l}$.

S. 878, 2. Zeile von oben: 1 an Stelle von l.

4. Zeile von oben: $2 M n_0 = 3 \cdot 10^{-6}$ an Stelle von: $2 M \nu_0 = 3 \cdot 10^{-6}$.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Aachen Dr.-Ing. Artur Fischer für analytische Chemie und Elektrochemie, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Richard Edler v. Mises für Mechanik.

Verliehen: Dem ord. Professor der physikalischen Chemie an der Universität Gießen Dr. Karl Elbs der Titel eines Geheimen Hofrates, dem ord. Honorarprofessor für allgemeine Chemie an der Universität Berlin Dr., Dr.-Ing. Jakob Heinrich van't Hoff der Charakter als Geheimer Regierungsrat, dem Privatdozenten für Chemische Atomistik und Chemie der Gase an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Willy Hinrichsen der Titel Professor, dem o. Professor der Chemie an der Universität Bonn Dr. Richard Anschütz der Titel eines Geheimen Regierungsrats.

Ernannt: Der frühere Assistent der Hamburger Sternwarte Dr. Alexander Wilkens zum Observator an der Universitätssternwarte in Kiel, Dr. Waldemar Grix zum Dozenten für elektrische Bahnen und Leitungsnetze an der Technischen Hochschule Danzig, der frühere Direktor der Westinghouse Co. in Moskau Alexander Rothert zum ord. Professor für konstruktive Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Lemberg, der Professor der Astronomie an der Universität Bukarest und Direktor des Meteorologischen und Astronomischen Instituts daselbst N. Coculescu zum Direktor des neu zu errichtenden astronomischen Observatoriums daselbst, der Professor für Physik und Astronomie an der Georgia-Universität in Athens Andrew Henry Patterson zum ord. Professor für Physik an der Universität von Süd-Carolina.

Gestorben: Der ord. Professor der darstellenden Geometrie an der deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Otto Rupp, der o. Professor der Maschinenbaulehre an der Universität Wien Dr. Richard Englaender.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 2. 15. Januar 1909. 10. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 3 am 25. Januar 1909.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Bildung von Helium aus Uranium.

Von F. Soddy.

In einer Arbeit, die im Oktoberheft des Philosophical Magazine des Jahrganges 1908 erschienen ist, habe ich vorläufige Mitteilungen über einige seit 1905 von mir unternommene Versuche gemacht, die Heliumproduktion seitens der primären radioaktiven Elemente nachzuweisen und zu messen. Die dort mitgeteilten spärlichen Ergebnisse bezogen sich hauptsächlich auf das Element Thorium. Die hier mitzuteilenden weiteren Ergebnisse, die ich seit der Veröffentlichung jener Mitteilung an dem Element Uranium erhalten habe, bringen den Gegenstand einen Schritt weiter. Die Methode habe ich in der angezogenen Arbeit ausführlich beschrieben. Durch besondere Vorkehrungen können die Lösungen der verwandten Stoffe vollkommen von Luft befreit und unbegrenzte Zeit in diesem Zustande erhalten werden. Nach jeder beliebigen Anhäufungszeit können die Gase durch Kochen der Lösung in einem aus einem Voltameter kommenden Gasstrome vollständig ausgetrieben werden. Die ausgetriebenen Gase werden durch Abkühlung wasserfrei gemacht und dann in einem besonderen Vakuumofen der Einwirkung von Kalziumdampf ausgesetzt, wodurch alle Gase, mit Ausnahme der inerten, vollkommen absorbiert werden. Nach der Abkühlung wird der Ofen mit Quecksilber gefüllt und ein etwa vorhandener Gasrest in eine möglichst kleine Spektralröhre aus Bleiglas gepreßt. Die geringste bei einem gelungenen Versuch nachweisbare Heliummenge ergab sich aus wiederholten Versuchen zu $2 \cdot 10^{-10}$ g. Ich führte mit einem ähnlichen Apparate, der eine Natriumsulfatlösung enthielt, Kontrollversuche aus und bin überzeugt, daß die erhaltenen Ergebnisse zuverlässig sind.

Ich habe zwei verschiedene Mengen Uraniumnitrat verwendet. Die eine, kleinere, war durch Extraktion mit Äther von Herrn T. D. Mackenzie sorgfältig gereinigt worden. Sie enthielt 340 g Uranium. Als es sich zeigte, daß die Heliumproduktion bei dieser Menge

für eine bequeme Messung zu langsam erfolgte, begann ich einen zweiten Versuch in weit größerem Maßstabe. Die Kosten dieser und weiterer ähnlicher Versuche im großen Maßstabe wurden aus einem Stipendium bestritten, das mir seitens der Carnegie-Stiftung für die Zwecke dieser Untersuchung gewährt worden war. Zur Verwendung gelangten 4 kg käufliches Uraniumnitrat von guter Qualität, die aus wässeriger Lösung auskristallisiert waren. Sie enthielten 1850 g Uranium. Die Vorbereitung des Versuches und die vollständige Austreibung der Luft waren am 15. August 1908 erfolgt. Die erste Probe auf Helium wurde nach einem Zeitraum von 61 Tagen gemacht. Es wurde die Anwesenheit von Helium vom mehrfachen Betrage der kleinsten durch die Methode nachweisbaren Menge in den extrahierten Gasen nachgewiesen. Die zweite Probe wurde nach Verlauf von weiteren 27 Tagen gemacht. Es war wiederum Helium vorhanden, dieses Mal aber in einer Menge, die — wenn überhaupt — jedenfalls nicht viel größer war als die kleinste nachzuweisende. Die folgende Probe wurde 12 Tage später vorgenommen. Trotzdem dieser Versuch besonders vollkommen war, ließ sich kein Helium nachweisen. Ich machte dann noch einen Versuch mit der kleineren Uraniummenge nach einer Anhäufungszeit von 128 Tagen. Helium war deutlich nachweisbar, und die vorhandene Menge ergab sich durch Schätzung als nicht größer als der 1,5 fache Mindestbetrag.

Die Produktion von Helium aus Uranium kann danach als sicher festgestellt gelten. Was die Produktionsgeschwindigkeit betrifft, so zeigen die Versuche, daß sie annähernd $2 \cdot 10^{-12}$ (Jahr)$^{-1}$ beträgt. Das heißt, aus 1000000 kg Uranium werden jährlich etwa 2 mg Helium erzeugt. Der zweite erwähnte Versuch zeigt, daß es nicht weniger als 1,5 mg sind; der dritte Versuch, daß es weniger als 3,3 mg sind; der letzte Versuch mit der kleineren Menge zeigt, daß es nicht weniger als 1,7 und vermutlich nicht mehr als 2,5 mg sind. Es ist interessant, daß der theoretische Wert, den ich kürzlich aus der Zerfallstheorie für die Produktionsgeschwindigkeit unter der Annahme berechnet habe, daß ein Atom Uranium nur ein Atom Helium erzeugt, daß dieser Wert $2 \cdot 10^{-12}$ (Jahr)$^{-1}$ beträgt. Diese Messungen stützen also keineswegs die in der erwähnten Arbeit erörterte Ansicht, nach welcher Uranium beim Zerfall zwei Heliumatome aussendet.

Ich will noch erwähnen, daß ich Beobachtungen an einer Menge Sylvin (Kaliumchlorid) begonnen habe. Sylvin gehört zu den Mineralien, die Strutt untersucht hat, und wird von ihm als außergewöhnlich reich an Helium angesehen, das nicht auf bekannte radioaktive Umwandlungen zurückgeführt werden kann. Die Versuche deuten vorläufig an, daß die Geschwindigkeit der Heliumproduktion aus dieser Substanz, sofern eine solche Produktion überhaupt stattfindet, unterhalb $2{,}5 \cdot 10^{-12}$ (Jahr)$^{-1}$ liegt.

Physikalisch-Chemisches Institut der Universität Glasgow, im November 1908.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 2. Dezember 1908.)

Die Ladung und Natur des α-Teilchens[1]).

Von E. Rutherford und H. Geiger.

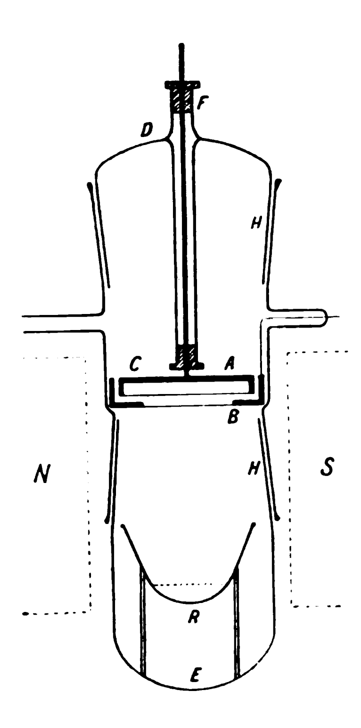
In einer früheren Arbeit haben wir die Zahl der von einem Gramm Radium pro Sekunde ausgesandten α-Teilchen auf direktem Wege bestimmt. Die Kenntnis dieser Zahl ermöglicht es, die Ladung, die von einem α-Teilchen mitgeführt wird, zu bestimmen. Man braucht hierzu nur die ganze Ladung zu messen, die von den α-Teilchen einer bekannten Menge Radium mitgeführt wird. Da für die Zählungsversuche Radium C als Strahlenquelle diente, so erschien es wünschenswert, auch die Ladungsmessungen unter Verwendung derselben Substanz durchzuführen.

In einer vor einigen Jahren veröffentlichten Arbeit hat der eine von uns bereits die Versuchsbedingungen eingehend erörtert, die für eine exakte Bestimmung der von den α-Teilchen mitgeführten Gesamtladung geeignet sind[2]). Es wurde damals die Ladung der α-Teilchen, die von einem dünnen Filme von Radium ausgehen, gemessen. Für die vorliegenden Versuche wurde dieselbe Meßmethode wie bei jenen früheren Versuchen verwendet, nur waren gewisse Modifikationen durch die Wahl von Radium C als Strahlungsquelle bedingt.

Aus der beistehenden Figur ist die Versuchsanordnung ersichtlich. Ein etwa 4 cm weites Glasrohr HH ist an beiden Enden durch die Schliffe D und E geschlossen. Durch den oberen Schliff führte wohlisoliert ein Messingdraht, der die Elektrode CA, ein kreisförmiges Messingkästchen, mit dem Elektrometer verband. Parallel zu dieser Elektrode und in einem Abstand von etwa 2 mm war der Messingring B angebracht, dessen innerer Durchmesser 1,92 cm betrug. Der Messingring wie auch die untere Seite der Elektrode CA waren durch Aluminiumfolie überdeckt, was durch die dünnen Linien in der Figur angedeutet ist. Das im unteren Schliffe befindliche Becherchen R konnte heraus-

1) Auszug aus der in den Proceedings of the Royal Society A. **81**, 162—173, 1908 veröffentlichten Arbeit.

2) Rutherford, Phil. Mag., Aug. 1905.



genommen und der Radiumemanation exponiert werden, und zwar war es durch eine besondere Vorrichtung möglich gemacht, nur den Boden des Bechers bis zur gestrichelten Linie mit der Radiumemanation in Berührung zu bringen.

Nach mindestens dreistündiger Exposition wurde der Becher in das Rohr gesetzt. Dann wurde dieses hochgradig evakuiert und zwischen die Pole eines kräftigen Elektromagneten verbracht. Dieses Magnetfeld diente einem doppelten Zweck. Bekanntlich setzen die α-Teilchen beim Auftreffen auf Materie langsam sich bewegende Elektronen, sogenannte δ-Strahlen, in großer Zahl in Freiheit. Diese negativ geladenen Teilchen geben beim Auftreffen auf die Elektrode ihre Ladung ab und verschleiern damit völlig den von den α-Strahlen herrührenden Effekt. Schon ein schwaches Magnetfeld vermag aber diese Teilchen alle in kurzem Bogen wieder auf die Oberfläche, von der sie ausgehen, zurückzuführen, so daß auf diese Weise die störende Wirkung der δ-Teilchen vollkommen eliminiert wird.

Aus der Figur ist ersichtlich, daß die α-Teilchen beim Auftreffen auf die Elektrode CA zuerst das diese überspannende Aluminiumblatt durchdrangen und dann erst von der Elektrode absorbiert wurden. Die große Zahl von δ-Teilchen, die gerade dort ausgelöst werden, konnten die Aluminiumfolie nicht mehr nach rückwärts durchdringen und somit keinen störenden Einfluß auf die Messung haben. Es war also nur nötig, den Effekt, der durch die zwischen den beiden Aluminiumfolien freiwerdenden δ-Teilchen hervorgerufen werden könnte, durch das Magnetfeld zu verhindern.

Das magnetische Feld bezweckte zweitens die von dem radioaktiven Niederschlag im Becher R ausgehenden β-Teilchen so stark zur Seite zu biegen, daß sie nicht auf die Elektrode auftreffen konnten. Der Abstand zwischen der Strahlungsquelle und der Elektrode mußte darum relativ groß (3,5 cm) gewählt werden, damit die unter den speziellen Bedingungen erreichbare Feldintensität eine genügende Ablenkung der β-Strahlen bewirkte.

Die von R ausgehenden α-Teilchen durchdrangen die beiden Aluminiumfolien und gaben ihre Ladung an die mit dem Elektrometer verbundene Elektrode CA ab. Die Ladung, die diese Elektrode empfing, war stets positiv, unabhängig davon, ob die untere Platte B mit dem positiven oder negativen Pol einer Batterie in Verbindung stand. Es sei n_1 der am Elektrometer gemessene Strom bei positiver Ladung der Platte B und n_2 der Strom bei negativer Ladung. Dabei ist zu bemerken, daß n_2 immer etwas kleiner als n_1 ist, und zwar hängt das Verhältnis von $\frac{n_1}{n_2}$ von dem Grad der Evakuation ab. Es sei ferner i_0 der Strom, der zwischen den beiden Platten infolge der Ionisation der Gasreste durch die α-Teilchen fließt, dann ist

$$n_1 = i_0 + nE,$$

wobei n die Zahl der die obere Elektrode treffenden α-Teilchen und E die Ladung eines α-Teilchens bedeutet. Bei negativer Ladung der Platte B ist der Ionisationsstrom gleich groß, aber entgegengesetzt gerichtet. Daher ist:

$$n_2 = nE - i_0$$

und folglich wird:

$$nE = \frac{1}{2}(i_1 + i_2).$$

i_1 und i_2 wurden elektrometrisch gemessen. Zur Bestimmung von n war es nötig, die im Becher vorhandene Menge Radium C genau zu kennen. Es wurden daher gleichlaufend mit der Elektrometermessung auch Messungen der γ-Strahlenintensität des aktiven Niederschlags ausgeführt. Der Bruchteil n der ausgesandten α-Teilchen, welcher pro Sekunde von der Elektrode absorbiert wurde, konnte dann mit großer Genauigkeit aus der Intensität der Strahlenquelle, aus ihrem Abstand vom Ringe B und dem inneren Durchmesser dieses Ringes berechnet werden. Daß die Strahlenquelle eine gewisse Ausdehnung hatte, wurde bei der Berechnung berücksichtigt.

Es wurden eine Reihe von Messungen durchgeführt für Strahlungsintensitäten entsprechend 3 bis 21 mg Ra. Als Mittelwert aus allen Messungen ergab sich, daß ein α-Teilchen von Ra-

dium C eine positive Ladung von $9{,}3 \times 10^{-10}$ E.S.E. mit sich führt.

Durch anderweitige Versuche ist erwiesen, daß die α-Teilchen von allen radioaktiven Substanzen, soweit sie darauf hin untersucht wurden, identisch sind. Wir sind also zu dem Schluß berechtigt, daß jedes α-Teilchen, von welcher Substanz es auch stammt, unter normalen Bedingungen die oben angegebene Ladung trägt.

Vergleich der Ladung eines α-Teilchens mit der eines Wasserstoffatoms.

Eine Reihe von Forschern haben die Ladung e bestimmt, die von einem Gasion mitgeführt wird. Townsend[1]) schloß auf Grund von Beobachtungen elektrolytischen Wasserstoffes, daß diese Ladung 3×10^{-10} E.S.E. betrage. Untersuchungen, die eine genaue Bestimmung von e zum Zwecke hatten, wurden von J. J. Thomson[2]), H. A. Wilson[3]) und von Millikan und Begeman[4]) durchgeführt; und zwar basierten die Versuchsmethoden auf der Eigenschaft der Ionen, als Kondensationskerne in übersättigtem Wasserdampf zu dienen. Der Zahlenwert, den J. J. Thomsons Messungen ergaben, war $3{,}4 \times 10^{-10}$ abs. Einh., der von Wilson $3{,}1 \times 10^{-10}$ und der von Millikan $4{,}06 \times 10^{-10}$.

Vergleicht man diese Zahlen mit dem für das α-Teilchen gefundenen Wert ($9{,}3 \times 10^{-10}$), so sieht man, daß dieser zwischen $2e$ und $3e$ liegt. Nun ist aber e das elektrische Elementarquantum und es muß daher die von einem α-Teilchen mitgeführte Ladung ein ganzes Vielfaches von e, d. h. entweder $2e$ oder $3e$ sein.

Wir wollen nun auf Grund von radioaktiven Daten einige Berechnungen durchführen, die darauf hinweisen, daß ein α-Teilchen die Ladung $2e$ trägt und daß die bisher angenommenen Werte von e wohl etwas zu klein sind[5]).

1. Berechnung der Ladung des α-Teilchens aus dem Wärmeeffekt des Radiums.

Diese Berechnung basiert auf der Annahme, daß die von Radium abgegebene Wärmemenge ein Maß für die kinetische Energie der α-Teilchen ist. Für diese Annahme spricht vor allem die Tatsache, daß die Wärmewirkung, die von den β- und γ-Strahlen zusammen herrührt, nur einige Prozente des α-Strahleneffekts beträgt. Bezeichnet man mit m die Masse eines α-Teilchens und mit u seine Anfangsgeschwindigkeit, so ist die kinetische Energie des Teilchens gegeben durch:

$$\frac{1}{2} m u^2 = \frac{1}{2} \frac{m u^2}{E} \cdot E.$$

Nun hat der eine von uns in einer früheren Arbeit den Wert von $\frac{1}{2} \frac{m u^2}{E}$ durch Ablenkungsversuche von α-Teilchen im elektrostatischen Felde genau bestimmt und zwar für die vier Gruppen von α-Teilchen, die Radium im Gleichgewicht aussendet[1]). Die kinetische Energie der α-Teilchen von 1 Gramm Radium im Gleichgewicht ergab sich zu $4{,}15 \times 10^4\, NE$ Erg, wobei N die Zahl der pro Sekunde zerfallenden Radiumatome bedeutet. Ferner betrug der Wärmeeffekt des Radium-Standardpräparates 110 gr cal pro Gramm und Stunde. Setzt man diese Wärmemenge der kinetischen Energie der α-Teilchen gleich, so erhält man

$$4{,}15 \times 10^4\, NE = 1{,}28 \times 10^6.$$

Und nach Einsetzung des bekannten Wertes von N, nämlich $3{,}4 \times 10^{10}$, wird:

$$E = 9{,}1 \times 10^{-10} \text{ E.S.E.}$$

Die Übereinstimmung dieses Wertes mit dem experimentell gefundenen ist eine überraschend gute.

2. Berechnung der Ladung eines Wasserstoffatoms aus der Halbwertsperiode von Radium.

Boltwood[2]) hat kürzlich die Halbwertsperiode von Radium in einer sehr einfachen Weise bestimmt. Er kommt zu dem Schlusse, daß Radium nach Verlauf von 2000 Jahren zur Hälfte zerfallen ist. Es sei nun P die Zahl der in einem Gramm Wasserstoff vorhandenen Atome. Dann ist die Zahl der Atome in einem Gramm Radium $P/226$, da die neuesten Bestimmungen des Atomgewichts des Radiums den Wert 226 ergaben. Versteht man weiter unter λ die Halbwertsperiode von Radium, so ist die Zahl der pro Sekunde zerfallenden Radiumatome $\frac{\lambda P}{226}$. Da nun, wie wohl mit Sicherheit angenommen werden darf, jedes zerfallende Atom ein α-Teilchen aussendet, so ist diese Zahl auch gleich der Zahl N der α-Teilchen, die pro Sekunde und Gramm von Radium ausgesandt werden. Der Wert von N ist aber $3{,}4 \times 10^{10}$ und damit wird

$$\frac{\lambda P}{226} = 3{,}4 \times 10^{10}.$$

1) Phil. Mag., Febr. 1898; March 1904.
2) Phil. Mag., March 1903.
3) Phil. Mag., April 1903.
4) Phys. Rev., Febr. 1908, pag. 197.
5) Neuerdings hat E. Regener (Verhandl. d. D. Phys. Ges. **10**, 78, 1908) auf indirektem Wege die Ladung eines α-Teilchens zu $2e$ abgeleitet. Es wurde die Zahl der Szintillationen von einem Poloniumpräparat gezählt und angenommen, daß diese Zahl der Zahl der ausgesandten α-Teilchen entspricht. Zum Vergleich wurde sodann der Ionisationsstrom gemessen und hieraus ebenfalls die Zahl der α-Teilchen berechnet unter Verwendung der Daten, die von Rutherford für die Ionisation eines α-Teilchens gegeben waren.

1) Rutherford, Phil. Mag., Oktober 1906.
2) Amer. Journ. Sc., June 1908.

Nun ist aber durch Elektrolyse von Wasser bekannt, daß

$$P \cdot e = 9{,}6 \times 10^3 \text{ E.M.E.}$$
$$= 2{,}88 \times 10^{14} \text{ E.S.E.},$$

wobei unter e die Ladung eines Wasserstoffatoms verstanden ist. Durch Division beider Gleichungen und nach Einsetzen des Boltwoodschen Wertes für λ, nämlich $1{,}09 \times 10^{-11}$, erhalten wir

$$e = 4{,}1 \times 10^{-10} \text{ E.S.E.}$$

Es ist dies ein neuer Weg zur Berechnung von e auf Grund radioaktiver Daten. Würde man die Annahme machen, daß zwei α-Teilchen statt eines beim Zerfall eines Radiumatoms fortgeschleudert werden, so wäre der Wert von e doppelt so groß als der oben angegebene, nämlich $8{,}2 \times 10^{-10}$. Das wäre ein Wert, der mehr als zweimal so groß ist, wie der, den die früheren Messungen ergaben und es ist daher diese Annahme schon aus diesem Grunde unzulässig.

Diskussion der Genauigkeit der verschiedenen Methoden zur Bestimmung von e.

Wir haben auf experimentellem Wege gefunden, daß ein α-Teilchen eine positive Ladung E von $9{,}3 \times 10^{-10}$ E.S.E. mit sich führt. Ist die Ladung des α-Teilchens gleich der doppelten Ionenladung $2e$, so wird der Wert von e 4,65 $\times 10^{-10}$ Einheiten. Dieser Wert ist wesentlich größer als diejenigen Werte, die die Messungen von J. J. Thomson, H. A. Wilson und Millikan ergeben haben. Er ist auch etwas größer als der Wert, der durch die sich auf die Lebensdauer des Radiums stützende Berechnung gefunden wurde. Da eine genaue Kenntnis von e von grundlegender Bedeutung ist, so möchten wir einige Bemerkungen anfügen, welche zeigen sollen, daß die vermittels der älteren Methoden gefundenen Werte wohl alle etwas zu klein sind. Wir sind weit entfernt, in irgendwelcher Weise an der Exaktheit der früheren Messungen Kritik üben zu wollen, doch möchten wir auf eine Fehlerquelle hinweisen, die bei den früheren Versuchen immer zugegen war und die sich wohl nur sehr schwer eliminieren läßt.

Bei den erwähnten Versuchen wurde die Zahl der vorhandenen Ionen dadurch bestimmt, daß die Fallgeschwindigkeit der Wassertröpfchen, die sich nach adiabatischer Ausdehnung des Gases um die Ionen gebildet hatten, gemessen wurde. Dabei wird angenommen, daß keine merkliche Verdampfung der Tropfen während der Messung der Fallgeschwindigkeit eintritt. Es kann aber keinem Zweifel unterliegen, daß eine derartige Verdampfung wirklich eintritt und daß die Größe der Tropfen während des Fallens allmählich abnimmt. Bei der Berechnung führt dieser Effekt auf einen zu großen Wert für die Zahl der vorhandenen Ionen und es ergibt sich infolgedessen ein zu kleiner Wert von e. Die Korrektion, die nötig wäre, um dem besprochenen Effekt Rechnung zu tragen, hängt wohl vor allem von den Dimensionen des Expansionsgefäßes ab. Beträgt der Fehler, der durch die Verdampfung bedingt ist, etwa 30 % für die Versuche von J. J. Thomson und H. A. Wilson, und etwa 15 % bei den Messungen von Millikan, so würde der korrigierte Wert von e in Übereinstimmung sein mit dem Werte $4{,}65 \times 10^{-10}$, wie er sich aus den Ladungsbestimmungen eines α-Teilchens ergab.

Die Berechnung von $e = 4{,}1 \times 10^{-10}$ aus der Halbwertsperiode des Radiums ergibt aus anderen Gründen wohl ebenfalls einen etwas zu kleinen Wert. Die Boltwoodsche Methode ist sehr einfach, doch hängt die Genauigkeit des Resultates, wie Boltwood ausführt, wesentlich ab von einer vollkommenen Abscheidung des Ioniums, der Muttersubstanz des Radiums, aus den für den Versuch verwendeten Mineralien. Ist es nicht gelungen, das Ionium völlig abzuscheiden, so ergibt sich ein zu kleiner Wert von λ, bzw. ein zu großer Wert für die Halbwertsperiode des Radiums. Ein Fehler von 10 % in der Abscheidung würde bei der obigen Berechnung auf den Wert von nahezu $4{,}6 \times 10^{-10}$ statt auf $4{,}1 \times 10^{-10}$ führen.

Nach den durchgeführten Betrachtungen erscheint der Schluß wohlberechtigt, daß ein α-Teilchen die Ladung $2e$ mit sich führt, und daß der Wert von e selbst nur wenig von $4{,}65 \times 10^{-10}$ E.S.E. abweicht[1]).

Atomkonstanten.

Wir haben gesehen, daß die Zählung der α-Teilchen und die Messung ihrer Ladung uns die Berechnung der Ladung eines einzelnen α-Teilchens und der Ladung eines Wasserstoffatoms ermöglichte. Die Konstanten, die sich hieraus ergeben, mögen hier zusammengestellt werden:

Ladung eines Wasserstoffatoms	$4{,}65 \times 10^{-10}$ E.S.E,
Ladung eines α-Teilchens	$9{,}3 \times 10^{-10}$ E.S.E,
Zahl der Atome in 1 g Wasserstoff	$6{,}2 \times 10^{23}$,
Masse des Wasserstoffatoms	$1{,}61 \times 10^{-24}$ g,
Zahl der Moleküle in 1 ccm jeden Gases unter Normalbedingungen . . .	$2{,}72 \times 10^{19}$.

Die Natur des α-Teilchens.

Das Verhältnis von Ladung zur Masse $\frac{E}{M}$ wurde für das α-Teilchen durch Ablenkungs-

1) Es möge hier erwähnt werden, daß Planck für e den Wert $4{,}69 \times 10^{-10}$ theoretisch abgeleitet hat.

messungen im magnetischen und elektrischen Felde bestimmt[1]). Es ergab sich für $\frac{E}{M}$, in elektromagnetischen Einheiten gemessen, der Wert $5{,}07 \times 10^3$. Der entsprechende Wert für das Wasserstoffatom $\frac{e}{m}$, ist $9{,}63 \times 10^3$. Wir haben ferner bereits die Gründe eingehend besprochen, die es sicher erscheinen lassen, daß die Ladung E des α-Teilchens $2e$ entspricht. Es ergibt sich somit die Masse des α-Teilchens $M = 3{,}84\, m$, d. h. das Atomgewicht eines α-Teilchens ist 3,84. Diese Zahl ist aber in naher Übereinstimmung mit dem Atomgewicht 3,96 des Heliums und der geringe Unterschied beider Zahlen läßt sich durch die Schwierigkeiten in der Bestimmung von $\frac{E}{M}$ leicht erklären.

Wir kommen also zu der Schlußfolgerung, daß das α-Teilchen ein Heliumatom ist, bzw. daß es zu einem solchen wird nach Verlust seiner positiven Ladung. Die sich hieraus ergebenden Folgerungen sind von einem von uns bereits diskutiert worden[2]).

Berechnung einiger wichtiger radioaktiver Daten.

1. Volumen der Emanation:

Beim Zerfall eines Radiumatoms wird ein α-Teilchen ausgesandt und es verwandelt sich damit das Radiumatom in ein Emanationsatom vom Molekulargewicht 222. Da nun $3{,}4 \times 10^{10}$ α-Teilchen pro Sekunde von einem Gramm Radium ausgesandt werden, so ist auch die Zahl der pro Sekunde sich bildenden Emanationsatome dieselbe. Nun ergab sich oben aus radioaktiven Daten, daß in jedem Gas unter Normalbedingungen pro ccm $2{,}72 \times 10^{19}$ Moleküle vorhanden sind. Das Volumen der pro Sekunde und Gramm erzeugten Emanation ist folglich $1{,}25 \times 10^{-9}$ ccm. Da nun das Volumen, das im Maximum in 1 g *Ra* vorhanden sein kann, gleich ist der Entstehungsgeschwindigkeit der Emanation dividiert durch ihre Halbwertsperiode $\lambda \left[\lambda = \frac{1}{468\,000}\right]$, so folgt, daß in einem Gramm Radium 0,585 cmm Emanation im Maximum vorhanden sein können.

2. Bildungsgeschwindigkeit von Helium:

Da das α-Teilchen mit einem Heliumatom identisch ist, so ist die Zahl der pro Sekunde und Gramm *Ra* im Gleichgewicht sich bildenden Heliumatome gleich $4 \times 3{,}4 \times 10^{10}$. Die Menge Helium, die sich somit aus einem Gramm Radium bildet, ist $5{,}0 \times 10^{-9}$ ccm per Sekunde, bzw. 0,43 cmm per Tag bzw. 158 cmm per Jahr. Eine genaue experimentelle Bestimmung der Entstehungsgeschwindigkeit von Helium aus Radium wäre von großem Interesse.

3. Wärmeeffekt des Radiums:

Da die kinetische Energie des ausgesandten α-Teilchens den wesentlichen Teil der von Radium abgegebenen Wärmemenge ausmacht, so läßt sich diese Wärmemenge einfach berechnen. Das umgekehrte Problem ist bereits behandelt worden und aus den dort angegebenen Zahlen folgt, daß der Wärmeeffekt rund 113 g/cal per Stunde betragen sollte.

4. Lebensdauer des Radiums.

Auch dieses Problem ist bereits besprochen. Es ergeben sich 1760 Jahre, wenn die Ladung des Wasserstoffatoms zu $4{,}65 \times 10^{-10}$ E.S.E. angenommen wird.

Zusammenstellung der wichtigsten Daten.

Ladung des α-Teilchens $9{,}3 \times 10^{-10}$ E.S.E.,
Zahl der α-Teilchen pro Sek. u. Gramm Radium allein $= 3{,}4 \times 10^{10}$,
Zahl der per Sek. zerfallenden Radiumatome $3{,}4 \times 10^{10}$,
Volumen der Emanation per Gramm Radium 0,585 cmm,
Erzeugung von Helium per Jahr und Gramm Radium 158 cmm,
Wärmeeffekt per Stunde und Gramm Radium 113 g/cal.
Lebensdauer des Radiums 1760 Jahre.

(Eingegangen 15. November 1908.)

1) Rutherford, Phil. Mag., Oktober 1906.
2) Rutherford, Radioactivity 2nd edition, p 479–486.

Bemerkung über α-Strahlen aus Radium *B* und über atmosphärische Radioaktivität.

Von Frederic A. Harvey.

I.

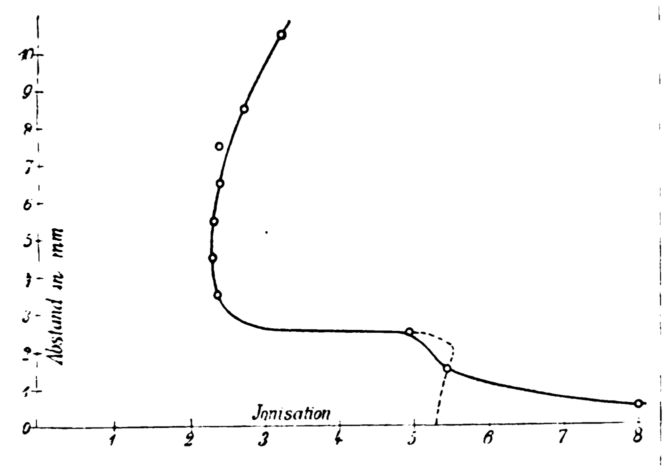
Im Verlaufe einiger Untersuchungen über die Abfallsgeschwindigkeit des aus der Atmosphäre auf einem negativ geladenen Drahte gewonnenen radioaktiven Niederschlages ergaben sich Kurven, aus denen hervorging, daß die anfängliche Aktivität zum großen Teile von einer sehr leicht absorbierbaren Strahlung herrührte. Ein Kontrollversuch zeigte, daß hierfür nicht der aktive Niederschlag von Thorium verantwortlich sein konnte. Deshalb wurde ein Draht der Emanation aus verunreinigtem Radiumbromid ausgesetzt und der Versuch gemacht, die Reichweite dieser leicht absorbierbaren Strahlung direkt zu messen.

Die angewendete Methode war eine Modifikation der von Bragg und Kleeman[1]) benutz-

1) W. H. Bragg und R. Kleeman, Phil. Mag. (6) 10, 318, 1905.



ten. Die hauptsächlichsten Unterschiede bestanden in folgendem: Ein dünnes Aluminiumblättchen, das etwa einer 0,5 mm dicken Luftschicht gleichwertig war, wurde an Stelle des Drahtnetzes für die untere Platte der Ionenfalle benutzt. Dadurch wird jegliche Diffusion von Ionen von unten her verhindert und es werden zugleich die α-Teilchen nicht von einem großen Teil der Fläche des Blättchens abgeschlossen. Ferner war es notwendig, ohne das Röhrenbündel auszukommen, welches die senkrechte Aussendung gewährleistet; die auf Grund der oben genannten Kurven angestellte Berechnung hatte nämlich ergeben, daß die Reichweite zwischen 2,7 mm und 4,5 mm in Luft liegt. Die Ionisation wurde unter schrittweiser Änderung des Abstandes von 0 mm bis 10 mm um je 1 mm beobachtet. Die gewonnene Kurve (siehe Figur — die Kurve enthält die Korrektion für



den natürlichen Abfall) zeigt die Merkmale der α-Strahlenkurve und ergibt eine Reichweite von 2,6 mm bis 3,0 mm in Luft unter normalen Verhältnissen. Der Grund dafür, daß die Kurve diese Gestalt annimmt, und nicht die gestrichelt angedeutete, liegt darin, daß die Ionenfalle notgedrungen im Vergleich zur Reichweite tief ist.

Um festzustellen, von welchem Umwandlungsprodukt die Strahlen stammten, beobachtete ich den radioaktiven Niederschlag 30, 50, 60 und 140 Minuten nach Entfernung des Drahtes aus der Emanation. Nach 30 Minuten zeigt sich die Strahlung äußerst stark, nach 50 Minuten schwächer, nach 60 Minuten noch schwächer, und nach 140 Minuten überhaupt nicht mehr. Da sie sich nach 30 Minuten zeigt, kann sie nicht von Radium A herrühren. Da sie sich nach 140 Minuten nicht zeigt, kann sie nicht von Radium C herrühren. Es folgt daher, daß sie von Radium B herrühren muß.

Radium B sendet also α-Strahlen aus, deren Reichweite in Luft unter normalen Verhältnissen zwischen 2,6 mm und 3,0 mm liegt.

II.

Im folgenden teile ich einige Ergebnisse der Beobachtungen über den aus der Atmosphäre gewonnenen radioaktiven Niederschlag mit.

Ich benutzte das übliche Verfahren, den aktiven Niederschlag zu sammeln. Ich spannte einen etwa 38 m langen dünnen Kupferdraht ungefähr 5 m über dem Erdboden aus und hielt ihn mittels einer Wimshurst-Maschine oder eines Tropfenkollektors auf einem negativen Potential von rund 5000 Volt. Nach dreistündiger oder längerer Exposition wurde der Draht eingeholt, rasch auf einen Rahmen gewickelt und in die Ionisierungskammer eines Elektroskops gebracht, an dem das Abklingen des Niederschlags 3 bis 24 Stunden lang verfolgt wurde.

Es ergab sich, daß die Halbwertperiode des Niederschlags nicht konstant 45 Minuten war, wie die früheren Forscher auf diesem Gebiete geglaubt hatten, sondern zwischen weiten Grenzen schwankte. Bei 26 unter sehr verschiedenartigen atmosphärischen Verhältnissen angestellten Beobachtungen schwankte die Halbwertperiode zwischen 34 Minuten und $5^2/_3$ Stunden. Die Halbwertperiode ist stark abhängig von dem Anteil der induzierten Thoriumaktivität.

Die Abklingungskurven lassen sich innerhalb der Versuchsfehlergrenzen von 2 bis 3 v. H. durch Zusammensetzung der bekannten Abklingungskurve für die induzierte Thoriumaktivität mit der für eine Mischung aus Radium A, B und C im Gleichgewichtsverhältnis erklären.

Sind der Gehalt an induzierter Thoriumaktivität und die Expositionszeit bekannt, so kann man einfach aus der Erholungskurve für Thorium X, das von aktivem Niederschlag und von Emanation frei ist, berechnen, welcher Anteil bei hinreichend langer Exposition bei einer Gleichgewichtsmischung erreicht werden würde. Die so berechneten Werte schwanken zwischen einem Mindestwert von 10,6 v. H. und einem Höchstwert von 75,8 v. H. Von 26 Expositionen ergibt sich der prozentische Anteil der induzierten Thoriumaktivität in 16 Fällen kleiner als 50 v. H. der Gesamtaktivität.

Es ergab sich, daß das Potential, bei dem die Exposition erfolgt, der Faktor ist, der den Anteil der induzierten Thoriumaktivität sehr stark beeinflußt. Ich machte zwei Expositionen unmittelbar nacheinander unter identischen atmosphärischen Verhältnissen; bei der einen war das Potential — 2000 Volt, bei der andern — 4000 Volt; der Anteil der induzierten Thoriumaktivität war im ersten Falle 11,6 v. H. und im zweiten 7,2 v. H. Hieraus erklärt sich der hohe Anteil, den Blanc[1]) in Rom erhalten hat. Blanc behauptet nämlich, daß dort der

1) G. A. Blanc, Phil. Mag. (6) 13, 378, 1907.

Anteil zwischen 50 und 70 v. H. schwankt. Er verwandte ein Potential von nur — 500 Volt.

Weiter ergab sich, daß der Anteil der induzierten Thoriumaktivität sehr empfindlich gegen Barometerschwankungen ist. Ich nahm am gleichen Tage zwei Kurven auf, eine bei steigendem, die zweite bei rasch fallendem Barometer; die zweite Kurve zeigt einen größeren Gehalt an induzierter Thoriumaktivität. Jede Exposition dauerte drei Stunden, und der Prozentgehalt betrug bei Gleichgewicht am Drahte 17,8 bzw. 26,5. Die beiden Drähte waren nicht genau auf demselben Potential; aber dieser Unterschied würde eine Wirkung vom entgegengesetzten Sinne wie die beobachtete haben. Ebenso gilt das Umgekehrte. Eine plötzliche Drucksteigerung schneidet die Zufuhr des aktiven Niederschlags vom Thorium schneller ab als die vom Radium, wegen der kürzeren Lebensdauer der Thoriumemanation.

Ich möchte bei dieser Gelegenheit Herrn Professor E. P. Lewis für die freundliche Unterstützung bei meiner Untersuchung herzlichst danken.

Universität von Kalifornien, 27. Okt. 1908.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 11. November 1908.)

Über die Bewegung der freien Elektronen in den Metallen.

Von P. Gruner.

In einer kürzlich veröffentlichten Arbeit[1]), „Über eine Erweiterung der Lorentzschen Elektronentheorie der Metalle", hat der Verfasser den Versuch gemacht, die Erscheinungen der Ionisation und der Elektronenbindung für jene Theorie zu verwerten. Der leitende Gedanke dabei war, daß es auf diese Weise möglich sein müßte, durch bloße Annahme einer einzigen Elektronenart (der negativen), die sich in Wechselwirkung mit zwei Molekülarten (den neutralen und den positiven) befinde, gewisse elektrische und kalorische Erscheinungen in den Metallen eingehender zu beschreiben, als dies nach der Lorentzschen Theorie möglich war.

Selbstverständlich verlangt eine solche Erweiterung die Aufstellung einer Reihe von Hypothesen, die einen ziemlich künstlichen Charakter tragen und deshalb leicht zu Einwendungen Anlaß geben[2]). Ein solcher Einwand läßt sich zunächst gegen den Mechanismus der Ionisation und der Elektronenbindung erheben, insofern als derselbe nicht umkehrbar gewählt wurde, und es demnach kaum möglich sein dürfte, ein einwandfreies mechanisches Modell des Moleküls zu finden, das gleichzeitig die angenommenen Erscheinungen der Ionisation und diejenigen der Bindung aufweisen würde. Um diesen Bedenken Rechnung zu tragen, scheint es zweckmäßiger, überhaupt davon abzusehen, sich ein Bild jener Prozesse zu machen, und einfach die Ionisation und Bindung als Resultat eines nicht näher zu bestimmenden intramolekularen Vorganges, der lediglich durch die Temperatur der Moleküle bestimmt ist, anzusehen.

Ein weiterer Einwand läßt sich gegen die „spezielle Annahme"[1]) erheben. Dieselbe wurde in der Tat nur zu dem Zwecke eingeführt, die Rechnung möglichst einfach zu gestalten; sie sagt im wesentlichen aus, daß die Vorgänge der Ionisation und der Bindung immer im vollständigen Gleichgewicht bleiben, auch dann, wenn die Elektronenbewegung den Gleichgewichtszustand verlassen hat. Durch diese Annahme wurde es möglich, die einfache Beziehung (I) zwischen den neutralen und positiven Molekülzahlen zu finden. Diese Annahme wird aber von vornherein überflüssig, wenn wir uns auf den vorhin angegebenen allgemeineren Boden stellen, ohne Rücksicht auf den Mechanismus der Ionisation das Verhältnis der positiven zu den neutralen Molekülzahlen einfach als (vorläufig unbekannte) Temperaturfunktion einzuführen.

Die Erweiterung der Lorentzschen Theorie äußerte sich aber hauptsächlich in der Einführung einer neuen spezifischen Konstanten, der Grenzgeschwindigkeit G. Dieselbe stand allerdings in engem Zusammenhang mit dem Mechanismus der Ionisation, aber es scheint nicht schwierig, dieselbe auch unabhängig davon einzuführen.

Es ist ja sehr wahrscheinlich, daß der Zusammenstoß eines Elektrons mit einem positiven Molekül in anderer Weise verlaufen wird, als mit einem neutralen Molekül. Betrachtet man die positiven Moleküle als die normalen, durch den Elektronenstoß nicht weiter modifizierbaren Moleküle, so liegt es nahe anzunehmen, daß die Elektronen für alle Geschwindigkeiten nach den Gesetzen des elastischen Stoßes zurückgeworfen werden[2]). Die neutralen Moleküle mit ihrem nur lose gebundenen negativen Elektron müssen in anderer Weise reagieren. Wir nehmen an, daß bei kleinen Geschwindigkeiten die Elektronen auch an den neutralen Molekülen elastisch abprallen, daß sie aber bei

1) Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 10 (13), 509, 1908.

2) Den Herren Dr. Einstein und Dr. Sauter danke ich hier für ihre diesbezüglichen Bemerkungen bestens.

1) l. c. p. 514.

2) Freilich mag auch hier bei kleineren Geschwindigkeiten die Bindung der Elektronen in vorwiegendem Maße erfolgen, allein dieselbe wird durch die spontane Ionisation der neutralen Moleküle stets kompensiert.

größeren Geschwindigkeiten, oberhalb G, ungehindert durch das Molekül hindurchgehen.

Über die Art dieses Durchganges brauchen wir uns kein weiteres Bild zu machen: sei es, daß die Elektronen einfach ungestört durch die elektrisch neutrale Materie hindurch gehen können, sobald ihre Energie einen gewissen Grenzwert überschritten hat, sei es, daß das auftreffende Elektron dem gebundenen seine ganze Energie übertrage und es in gleicher Richtung aussende.

Auf diese Weise gelingt es, ohne die speziellen Bilder der früheren Arbeit festzuhalten, mit ganz allgemeinen Annahmen über die Bewegung der Elektronen in den Metallen, wesentlich dieselben Resultate zu erzielen, die in jener Arbeit hergeleitet wurden. Dies sei hier in Kürze ausgeführt.

Das Metall habe N unbewegliche Moleküle pro Volumeinheit, von denen bei der Temperatur T N_n Moleküle elektrisch neutral und N_p Moleküle positiv (mit der Elementarladung $+e$) seien. Die Radien ihrer Wirkungssphären, R_n und R_p, seien ebenfalls von der Temperatur abhängig. Im Metall befinden sich pro Volumeinheit $n = N_p$ negative Elektronen von verschwindend kleinem Durchmesser, mit der Elementarladung $-e$.

Die absolute Temperatur T wird gemessen durch die mittlere lebendige Kraft der Elektronen,

$$\alpha T = \frac{m u^2}{2}, \tag{1}$$

wo u^2 das mittlere Geschwindigkeitsquadrat der Elektronen ist.

Das Verhältnis der bei bestimmter Temperatur vorhandenen neutralen und positiven Molekülzahlen, sowie das Verhältnis ihrer Radien, muß irgendeine Temperaturfunktion sein. Wir setzen:

$$\frac{R_p^2 N_p}{R_n^2 N_n} = \Phi(T). \tag{2}$$

Φ muß für $T = 0$ Null werden und wächst mit zunehmendem T beständig an.

Für die Zusammenstöße der Elektronen mit den Molekülen gelten die Annahmen:

Die Zusammenstöße mit positiven Molekülen erfolgen stets nach den Gesetzen des elastischen Stoßes. — Die Zusammenstöße mit den neutralen Molekülen erfolgen unterhalb einer Geschwindigkeit G elastisch; oberhalb derselben durchsetzen die Elektronen die neutralen Moleküle ungehindert.

Im folgenden werden nur stationäre Zustände betrachtet, bei denen Variationen nur in einer Richtung, in der X-Richtung, stattfinden.

Ist v die Geschwindigkeit des Elektrons, ξ ihre Komponente in der X-Richtung, so setzen wir mit Lorentz die Zahl der Elektronen, die im Volumelement $d\tau$ und im Geschwindigkeitsbezirk dw liegen:

$$f \cdot d\tau \cdot dw = (A \cdot e^{-hv^2} + \xi \cdot \chi[v])\, d\tau \cdot dw. \tag{3}$$

Hierbei ist $\chi(v)$ mit seinen Differentialquotienten als außerordentlich klein anzunehmen.

Für A und h ergeben sich die bekannten Beziehungen:

$$n = A\sqrt{\frac{\pi^3}{h^3}}; \quad u^2 = \frac{3}{2h}; \quad h = \frac{3m}{4\alpha T}. \tag{4}$$

Wirkt eine Kraft mit der Beschleunigung X auf die Elektronen, und setzt man:

$$l = \frac{1}{\pi R_n^2 N_n + \pi R_p^2 N_p}; \quad l_p = \frac{1}{\pi R_p^2 N_p}, \tag{5}$$

so folgt:

$$\left.\begin{aligned} f_1 &= A \cdot e^{-hv_1^2} \\ &\quad + l\left(2hAX - \frac{dA}{dx} + v_1^2 A \cdot \frac{dh}{dx}\right) \cdot \frac{\xi_1}{v_1} \cdot e^{-hv_1^2} \\ &\qquad\qquad \text{für } 0 < v_1 < G \\ f_2 &= A \cdot e^{-hv_2^2} \\ &\quad + l_p\left(2hAX - \frac{dA}{dx} + v_2^2 A \cdot \frac{dh}{dx}\right) \cdot \frac{\xi_2}{v_2} \cdot e^{-hv_2^2} \\ &\qquad\qquad \text{für } G < v_2 < \infty \end{aligned}\right\} . \tag{6}$$

Diese Ausdrücke dienen zur Berechnung von:

$$\nu = \int_0^G \xi_1 f_1 \, dw_1 + \int_G^\infty \xi_2 f_2 \, dw_2 \tag{7}$$

gleich Überschuß der Anzahl Elektronen, die pro Zeiteinheit durch eine senkrecht zur X-Achse stehende Fläche 1 im Sinne der positiven X-Achse hindurchtreten,

$$W = \frac{m}{2}\int_0^G \xi_1 v_1^2 f_1 \, dw_1 + \frac{m}{2}\int_0^\infty \xi_2 v_2^2 f_2 \, dw_2 \tag{8}$$

gleich Überschuß der lebendigen Kraft, welche die durch eine senkrecht zur X-Achse stehende Fläche 1 tretenden Elektronen pro Zeiteinheit im Sinne der positiven X-Achse mit sich führen.

Zur Ausrechnung dienen folgende Substitutionen: g, k, p, S, U, V, die alle Funktionen sind von

$$z = hG^2 = \frac{a}{T}, \quad \text{wo } a = \frac{3m}{4\alpha} G^2. \tag{9}$$

$$\left.\begin{aligned} & e^{-hG^2}(hG^2 + 1) = g \\ & e^{-hG^2} \cdot \frac{h^2G^4 + 2hG^2 + 2}{2} = k + g \\ & e^{-hG^2} \cdot \frac{h^3G^6 + 3h^2G^4 + 6hG^2 + 6}{6} = p + g \\ & 1 + \frac{g}{\Phi} = S \\ & 1 + \frac{k+g}{\Phi} = S + \frac{k}{\Phi} = U \\ & 1 + \frac{p+g}{\Phi} = S + \frac{p}{\Phi} = V \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

Daraus ergeben sich die beiden Grundformeln für die Elektronenbewegung in Metallen:

$$\nu = \frac{2\pi}{3} l \left\{ \frac{1}{h^2}\left(2hAX - \frac{dA}{dx}\right) S + 2\frac{A}{h^3} \cdot \frac{dh}{dx} \cdot U \right\} \tag{11}$$

$$\left.\begin{aligned} W = \frac{2\pi m}{3} l \Big\{ & \frac{1}{h^3}\left(2hAX - \frac{dA}{dx}\right) U \\ & + 3\frac{A}{h^4} \cdot \frac{dh}{dx} \cdot V \Big\} \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Es ergibt sich also formell ein ganz ähnlicher Ausdruck wie in der früheren Arbeit[1]), nur haben hier die Funktionen S, U, V eine andere Bedeutung.

Wenn alle Moleküle ionisiert sind, für $N_n = 0$, $\Phi = \infty$, wird $S = U = V = 1$, und es ergeben sich genau die bekannten Lorentzschen Ausdrücke.

Aus den obigen Formeln (11) und (12) folgen die verschiedenen Konsequenzen in derselben Weise, wie sie in der früheren Arbeit dargelegt wurden.

Für das spezifische elektrische Leitvermögen ergibt sich:

$$\sigma = \sqrt{\frac{2}{3\pi}}\, Slnu \cdot \frac{e^2}{\alpha} \cdot \frac{1}{T}. \tag{13}$$

Die Übereinstimmung mit den Beobachtungen verlangt, daß $Slnu$ von der Temperatur unabhängig sei, woraus nach (1), (2) und (5) folgt:

$$R_p^2 \backsim S \cdot \frac{\Phi}{1+\Phi} \cdot \sqrt{T},$$

eine Bedingung, die erst dann kontrollierbar ist, wenn die Funktionen S und Φ bekannt sind.

Für das spezifische Wärmeleitvermögen ergibt sich:

$$k = \frac{8}{9}\sqrt{\frac{2}{3\pi}}\, lnu\alpha\left(3V - \frac{2U^2}{S}\right). \tag{14}$$

Daraus folgt für das Wiedemann-Franzsche Gesetz:

$$\frac{k}{\sigma} = \frac{8}{9}\left(\frac{\alpha}{e}\right)^2 \cdot T \cdot \frac{3VS - 2U^2}{S^2}. \tag{15}$$

Der Ausdruck für die Kontaktpotentialdifferenz[2]) an den Enden P und Q einer gleich temperierten metallischen Kette bleibt derselbe:

$$\varphi_Q - \varphi_P = \frac{2\alpha T}{3e} \lg \frac{n_P}{n_Q}. \tag{16}$$

Die thermoelektrische elektromotorische Kraft an den Enden eines Thermoelementes mit den Metallen I und II und mit den Lötstellentemperaturen T'' und T' wird:

$$E = \frac{2\alpha}{3e}\int_{T'}^{T''}\left(\lg\frac{n_{II}}{n_I} - 2\frac{U_{II}}{S_{II}} + 2 \cdot \frac{U_I}{S_I}\right) dT. \tag{17}$$

Für die Wärmeentwickelung in einem stromdurchflossenen Leiter, ohne Rücksicht auf die Joulesche Wärme und auf die gewöhnliche Wärmeleitung, folgt:

$$\frac{dQ}{dt} = +i\frac{2\alpha T}{3e}\frac{d}{dx}\left(\lg A - \frac{2U}{S}\right)dx. \tag{18}$$

Das Korrektionsglied, das den Lorentzschen Ausdrücken beizufügen ist, nimmt hier überall die Form $\frac{2U}{S}$ an. Setzt man die Funktion S konstant und gibt ihr den numerischen Wert 2, so nehmen die jetzigen Formeln genau dieselbe Form an wie die früheren, wobei aber festzuhalten ist, daß U nicht dieselbe Temperaturfunktion bedeutet, wie früher.

Eine numerische Prüfung der gewonnenen Ausdrücke ist natürlich nur dann möglich, wenn Anhaltspunkte für die Natur der Funktion Φ vorliegen.

Versuchsweise soll die vereinfachende Annahme eingeführt werden, daß die Temperaturfunktion S eine Konstante sei.

In (10) folgt dann:

$$S = 1 + \frac{G}{\Phi} = 1 + K,$$

woraus sich die Natur der Funktion Φ ergibt:

$$\Phi = \frac{G}{K} = \left(1 + \frac{a}{T}\right)\frac{e^{-\frac{a}{T}}}{K}, \tag{19}$$

wo $a = \frac{3m}{4\alpha} G^2$ nach (9).

Da g für $T = \infty$ den Wert 1 annimmt und mit abnehmendem T abnimmt bis zu Null, so muß K irgendeine positive Konstante sein. Über den numerischen Wert von K kann vorderhand willkürlich verfügt werden, so daß jedes Metall einen besondern Wert von K haben kann.

Infolgedessen ist es leicht möglich, den Ausdruck (15) so zu gestalten, daß das Verhalten der verschiedensten Metalle gegenüber dem Wiedemann-Franzschen Gesetze richtig dargestellt wird, und zwar innerhalb großer Temperaturintervalle.

Sofern man sich aber darauf beschränkt, das Verhalten des Ausdrucks $\frac{k}{\sigma}$ nur innerhalb des kleinen Temperaturintervalls von 0—100° C (für welches allein sichere Beobachtungsresultate vorliegen) durch den Ausdruck (15) darzustellen, so ist es möglich, mit einem einzigen Wert von K auszukommen, so daß möglicherweise K als universelle Konstante angesehen werden könnte.

Dies möge hier nur in allgemeiner Weise dargetan werden.

Wählen wir $K = 10$, so ergibt sich folgender Verlauf für den Korrektionsfaktor des Wiedemann-Franzschen Gesetzes, $\frac{3VS - 2U^2}{S^2}$:

$z = \frac{a}{T}$	0,0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5
$\frac{3VS - 2U^2}{S^2}$ =	1,0	0,95	0,90	0,87	0,86	0,89	0,96	1,03

Für die Metalle, deren charakteristische Konstante a einen solchen Wert hat, daß für ge-

1) l. c. p. 524, Formeln 11) und 12).

2) In den nachfolgenden Ausdrücken ist nicht darauf Rücksicht genommen, daß e und i eigentlich negativ zu wählen sind.

wöhnliche Temperaturen (0^0—100^0 C) die Variable z zwischen 1,5 und 2 liegt, wird das Wiedemann-Franzsche Gesetz als gültig angesehen werden können: der Korrektionsfaktor hat einen fast konstanten Wert.

Diejenigen Metalle, deren a so ist, daß bei mittleren Temperaturen z höhere Werte annimmt, von 3 an aufwärts, werden ein Verhalten aufweisen, wie es bei Wismut beobachtet wurde: das Verhältnis k/σ hat einen wesentlich größeren Wert, auch nimmt es nicht direkt proportional mit T zu, sondern langsamer.

Diejenigen Metalle endlich, deren a so klein ist, daß z für das gewöhnliche Temperaturintervall zwischen 0,5 und 1,0 liegt, zeigen dann ein Verhalten, wie es bei Platin und Palladium nachgewiesen ist: das Verhältnis k/σ hat einen größeren Wert als bei den normalen Metallen, allein es nimmt mit der Temperatur rascher zu, als bei denselben.

Die hier vorliegenden, modifizierten Formeln leisten also ebensoviel, ja noch mehr, als die früher abgeleiteten. Ein wirkliches Urteil über den Wert der Funktion Φ kann natürlich erst durch weitere Prüfungen erhalten werden.

Bern, 7. Dezember 1908.

(Eingegangen 8. Dezember 1908.)

Über eine Änderung an der Bernsteinisolation des Elektroskops nach Elster und Geitel.

Von Ernst Hochheim.

Als ich kurz nach dem Bekanntwerden des Aluminiumblattelektroskops nach Elster und Geitel selbst ein Elektroskop herstellte, das durch einen ausgedehnten, am Boden des Gehäuses festgeschmolzenen Paraffinblock sehr gut isoliert war, beobachtete ich, daß bei gleichzeitigem Erden des Gehäuses und der Blättchen letztere nicht ganz zusammenfielen. Das Feld des durch Schmelzen auch im Inneren stark negativ geladenen Paraffinblocks hielt die Blättchen in recht merklicher Divergenz.

In Fig. 1 sind die damals (durch Vergleich mit dem Elster-Geitel-Instrumente) erhaltenen, recht verschiedenen Eichkurven[1]) für positive (+ +) und negative (— —) Ladung der Blättchen eingetragen. Die endgültige, für positive und negative Ladungen zugleich geltende Eichkurve (o o) erhielt ich erst nach Jahren, nachdem der Paraffinblock die starke, negative Eigenladung verloren hatte.

Die Eichkurve für positive Ladung (+ +) beginnt bei 50 Volt unter dem Einfluß des

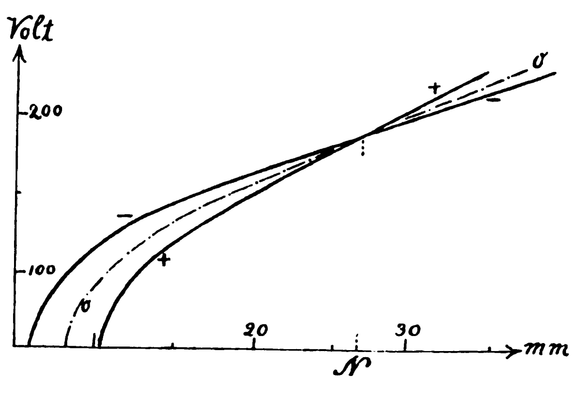


Fig. 1.

ausgedehnten, negativ geladenen Paraffinblocks bereits mit größerer Divergenz und steigt dann steiler an, während die Eichkurve für negative Ladung (— —) mit um so kleinerer Divergenz beginnt und viel weniger steil verläuft; nur bei der Divergenz N ist keine Feldwirkung des Paraffinblocks vorhanden.

Diesen störenden Einfluß der Eigenladung des Isolators, der von Zeit zu Zeit Neueichungen notwendig macht, bemerkte ich später, wenn auch in viel geringerem Maße, an dem Elster-Geitelschen Elektroskope selbst, besonders dann, wenn der anfangs völlig ladungsfreie, am Boden des Instruments eingelassene Bernsteinisolator samt Staubschutzplatte aus Bernstein von Sonnenstrahlen getroffen worden war[1]). Mehrere Tage danach war oft die Ladung des Bernsteinisolators noch so stark, daß ich bei der Messung einer konstanten Batterie von 200 Volt aus Divergenz und Eichkurve für den positiven Pol 215 Volt und für den negativen 185 Volt hätte annehmen müssen. Ähnlichen Einfluß der Isolatoreneigenladung habe ich auch an Quadrantenelektrometern beobachtet.

Die Beseitigung dieses Mißstandes gelang mir dadurch, daß ich die Staubschutzplatte aus Bernstein ersetzte durch ein auf das Elektroskopgestell unten angeschraubtes Metallblättchen, welches die beweglichen Aluminiumblättchen gegen das Feld des Bernsteins dauernd abschirmte. Die Herren Prof. Elster und Geitel waren so gütig, mich brieflich darauf aufmerksam zu machen, daß sie bei der ersten Konstruktion den Bernsteinisolator gegen fallenden Staub durch eine Metallplatte[2]) geschützt hätten, daß sie letztere aber später der Kapazitätsverminderung wegen durch eine Staubschutzplatte aus Bernstein ersetzt hätten. Ebert[3]) benutzte bei seinem Ionenzähler die ursprüngliche Elster-Geitelsche Konstruktion (Staubschutzplatte aus Metall); ob er später letztere

1) Die Eichkurven sind nur für Potentiale über 50 Volt in Fig. 1 eingetragen, weil für kleinere Potentiale die Ablesung unsicher ist.

1) Vgl. Melander, Ann. d. Phys. **21**, 118, 1906.
2) Elster und Geitel, diese Zeitschr. **1**, 12, 1899.
3) H. Ebert, diese Zeitschr. **2**, 662, 1901.



ebenfalls durch eine Bernsteinplatte (wie Elster und Geitel) ersetzt hat, ist mir unbekannt. Meine Beobachtungen zeigen, daß wegen der wechselnden Eigenladung der Isolatoren eine Staubschutzplatte aus Metall unbedingt erforderlich ist, wenn die Eichkurve für statische positive und negative Ladungen dauernd dieselbe sein soll; ohne Metallschutzplatte ist man (z. B. bei luftelektrischen Abfallsmessungen) empfindlichen Täuschungen ausgesetzt [1]).

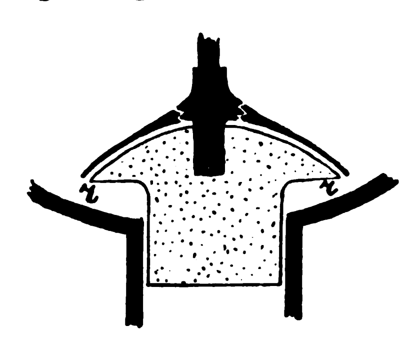


Fig. 2.

In Fig. 2 ist ein Achsenschnitt des Bernsteinisolators samt Staubschutzplatte aus Metall wiedergegeben, den die Firma Günther & Tegetmeyer (Braunschweig) an einem mir bereitwilligst zur Verfügung gestellten Elektroskope (Nr. 2384) nach meinen Angaben angebracht hat. Um den Widerstand des Isolators noch zu vergrößern und zugleich ein Verstauben noch wirksamer zu verhindern, wählte ich die viel mehr Oberfläche bietende Knopfform (statt Zylinder), an welche sich die abwärts gekrümmte Staubschutzplatte eng anschmiegt. Der eine scharfe Schneide bildende Rand r des Knopfes ist ein wirksamer Schutz gegen Bildung einer zusammenhängenden, leitenden Wasserhaut auf der hoch glänzenden Bernsteinoberfläche [2]); sollte bei längerem, offenem Gebrauche des Instruments die dabei verstärkte Wasserhaut doch über den stark konvexen Rand r kriechen, so bringt kurzdauernde *Na*-Trocknung die Wasserhaut bei r zum Reißen.

Während ein mit der bisherigen (zylindrischen) Isolation versehenes Instrument (Nr. 1726) einen stündlichen Abfall von 0,9 Volt (in geschlossenem Zustande) zeigte, war der Abfall bei der neuen, oben geschilderten Konstruktion (Nr. 2384, ebenfalls geschlossen) wochenlang 0,3 Volt pro Stunde; letzterer Wert stellt (bis auf einen geringen Bruchteil) den gesamten Elektrizitätsverlust durch das natürlich ionisierte Luftvolum des Elektrometergehäuses (bei Sättigungsstrom) dar; der eben erwähnte, sehr geringe Bruchteil des Verlusts ist durch den fast idealen Isolator verursacht. Der Widerstand der Isolatoren berechnet sich bei Nr. 1726 zu ca. $2 \cdot 10^{17}$ Ohm und bei Nr. 2384 zu ca. 10^{18} Ohm. Die Kapazität von 2384 (Gestell samt Aluminiumblättchen und Schutzplatte 6 cm) erfährt nur eine geringe Steigerung gegenüber derjenigen der bisherigen Instrumente.

Ich will noch bemerken, daß ähnliche Schutzvorrichtungen gegen störende Einflüsse der Isolatoren zu ganz anderen Zwecken schon angewendet wurden [1]), nämlich dann, wenn man statische Spannungszeiger zur Messung von Spannung, Stromstärke und Leistung von Wechselströmen benutzen wollte.

1) Dasselbe gilt für Quadrantenelektrometer und alle statischen Meßinstrumente; überall muß der messende, bewegliche Teil gegen sämtliche Isolatoren durch Metallumhüllungen abgeschirmt werden.

2) Lord Kelvin, Oberflächenspannung und Kondensation. Philos. Mag. (4) **42**, 448.

1) Vgl. H. Fischer, diese Zeitschr. **7**, 377, 1906; Heinke, diese Zeitschr. **7**, 512, 1906; Benischke, diese Zeitschr. **7**. 525, 1906; H. Schultze, Zeitschr. f. Instr. **27**, 65, 1907.

Marburg a. L., 1. Dezember 1908. Physikal. Institut der Universität.

(Eingegangen 7. Dezember 1908.)

Über eine Schaltungsvariante bei Hochfrequenzapparaten.

Von Friedrich Dessauer.

In der letzten Zeit hat die Benutzung von Strömen hoher Spannung und großer Frequenz eine immer größere Bedeutung, speziell für medizinische Zwecke gewonnen. So wurden neuerdings durch Versuche — von Dr. Strebel, München, und Dr. Keating-Hart in Paris — diese Hochfrequenzströme in großem Maßstabe zur Behandlung von Tumoren herangezogen. Zu diesem Zwecke ist es notwendig, Hochfrequenzfunken zu benutzen, welche, von einer metallischen Elektrode ausgehend, mehrere Zentimeter Luftstrecke durchschlagen können.

Um nun Hochfrequenzströme von großer Intensität und hinreichender Spannung auf rationellem Wege zu gewinnen, hat man in der Medizin neuerdings zweckmäßig einen nach Art der Funkeninduktoren gebauten Wechselstromtransformator mit einphasigem Wechselstrom verbunden (also ohne Vorschaltung eines Unterbrechers). Dieser Wechselstromtransformator speist eine Kapazität, deren Entladung durch eine Selbstinduktion und eine Funkenstrecke hindurch oszilliert. Eine Stelle dieses Schwingungskreises ist mit der Resonanzspule verbunden, so daß zwischen dem inneren und dem äußeren Schwingungskreise eine einfache elektrische Kuppelung vorliegt.

Durch ausgedehnte Versuche hat sich nun

ergeben, daß, um die sogenannten d'Arsonvalapparate zur Erzeugung medizinischer Hochfrequenzströme möglichst leistungsfähig zu machen, es zweckmäßig ist, die Selbstinduktion, durch welche die Entladung der Kapazität sich abspielt, so anzuordnen, daß sie sich zwischen zwei symmetrischen Funkenstrecken von gleicher oder nahezu gleicher Länge befindet.

In der Zeichnung 1 ist die neue Anordnung schematisch dargestellt, und zwar stellt

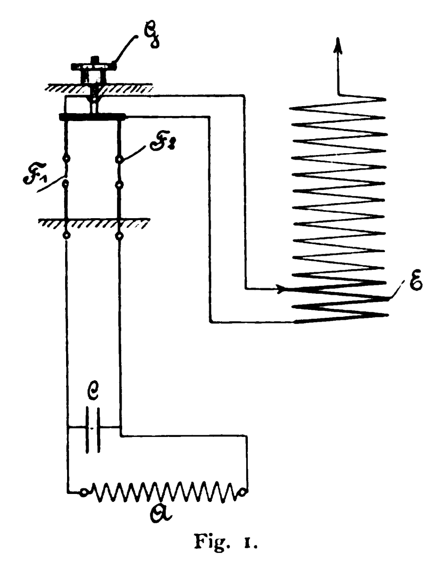


Fig. 1.

A die Sekundäre des Induktors dar. Es ist dies zweckmäßig ein nach Art der Funkeninduktoren gebauter Wechselstromtransformator. C ist die Kapazität, gewöhnlich eine Batterie Leidener Flaschen oder ein Petroleumkondensator. E stellt die Selbstinduktion dar. Wie sich aus der Figur ergibt, ist dies eine Stromschleife zwischen den zwei symmetrisch angeordneten Funkenstrecken F_1 und F_2. Nach der bisherigen Bauart dieser d'Arsonvalapparate war nun außer der Regulierung am Solenoid nur eine Regulierung zwischen den Spitzen einer Funkenstrecke möglich. Durch die symmetrische Anordnung der Funkenstrecke nach der vorliegenden Konstruktion wird die Möglichkeit einer Regulierung in weiteren Grenzen gegeben, da die beiden beweglichen Elektroden F_1 und F_2 durch die Kordelschraube G auf beliebige Entfernungen von den beiden feststehenden Elektroden eingestellt werden können. Damit die Funkenstrecken immer gleiche Länge haben, können die Elektroden zu einem gemeinschaftlichen Apparat ausgebildet werden.

Es ist nun geradezu überraschend, in welchem Maße die sekundäre Leistung am Resonanzsolenoid bei der Anordnung der symmetrischen Funkenstrecken zunimmt gegenüber irgendeiner der bekannten Schaltungen mit einer Funkenstrecke. Die sekundäre Spannung, die Länge der durch die Luft hindurchschlagenden Funkenbüschel wächst bei gleicher Wellenlänge um etwa 30 Proz. (geschätzt).

Die Wirkung tritt nur bei Betrieb des Hochfrequenzapparates mit direktem Wechselstrom ein. Bei Betrieb mit Funkeninduktor und Unterbrecher ist sie nicht vorhanden.

Man gewinnt den Eindruck, als ob die symmetrische Anordnung des Schwingungskreises zwischen zwei gleichen Funkenstrecken die Normalleistung des Apparates gebe, während bei Betrieb mit einer Funkenstrecke die Wirkung des einen Wechselstromstoßes erheblich

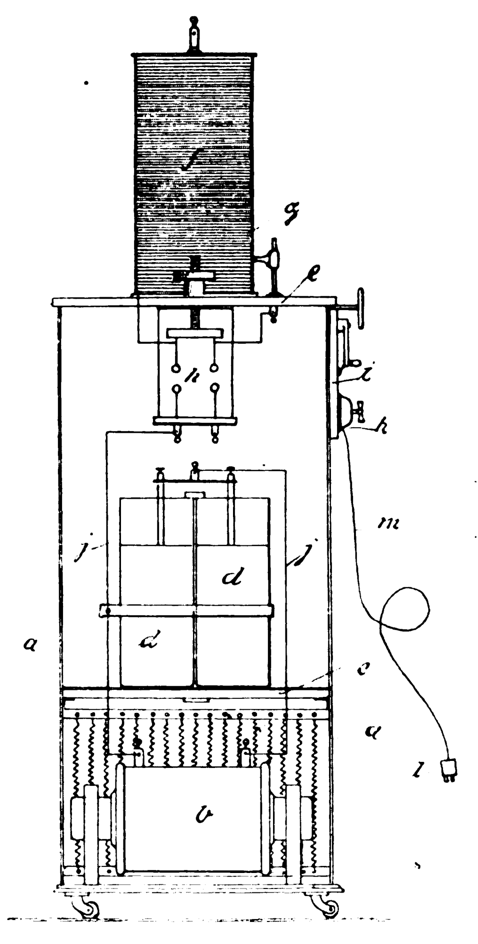


Fig. 2.

geschwächt wird. Fig. 2 stellt eine derartige medizinische Hochfrequenzrichtung dar.

Aschaffenburg, den 20. November 1908.
Elektrotechn. Laboratorium der Vereinigten Elektrotechn. Institute.

(Eingegangen 30. November 1908.)

Eine Methode zur Erzeugung von Wechselströmen.

(Erwiderung an Herrn O. M. Corbino)[1].

Von Reinhold Rüdenberg.

Es freut mich, aus Herrn Corbinos Antwort in dieser Zeitschr. **9**, 704, 1908 zu ersehen, daß er seine Kritik an meiner früheren Veröffentlichung (diese Zeitschr. **8**, 668, 1907) nicht mehr aufrecht erhält. Auf die persönlichen Fragen, die Herr Corbino aufwirft, kann ich natürlich nicht eingehen.

Die Beziehungen, die ich in dieser Zeitschr. **9**, 556, 1908 für das günstigste Widerstandsverhältnis von Feld- und Ankerstromkreis angab, sind völlig allgemein. Ob dagegen beim Verändern des Belastungswiderstandes gegenüber dem Wert, für den die Dynamo berechnet ist, die Tourenzahl der Selbsterregung steigt oder sinkt, wenn man verschiedene Schaltungen anwendet, hängt — wie Herr Corbino selbst nachweist — von der Größe dieses Widerstandes ab. Allgemeine Schlüsse über den Vorteil einer Schaltung lassen sich daher hierüber nicht angeben.

Es wäre mir angenehm, auch meinerseits die Diskussion hiermit schließen zu können.

1) Wir schließen hiermit die Diskussion über diesen Gegenstand. Die Redaktion.

Charlottenburg, 28. November 1908.

(Eingegangen 30. November 1908.)

Über die Anwendung von Selendampf zur Herstellung von lichtempfindlichen Zellen.

(Bemerkung zur Arbeit von Wilhelm S. Gripenberg.)

Von Chr. Ries.

Gripenberg beschreibt in einer Arbeit „Über die Anwendung von Selendampf zur Herstellung von lichtempfindlichen Zellen"[1]) eine Konstruktionsmethode, die er für neu hält. Es heißt dort: „Anstatt flüssigen Selens kann man, wie ich gefunden habe, Selendampf benutzen, den man auf der kalten Oberfläche der Selenzelle kondensiert. Man erzielt hierdurch Schichten von außerordentlich geringer Dicke, welche außerdem ziemlich gleichförmig sind. Auf Glas haftet Selen in diesem Falle recht gut". Dieses Verfahren ist nicht neu. Ich habe schon in meinem Buch über Selen[2]) darauf hingewiesen, daß die erste Mitteilung über die Herstellung von Selenzellen mittels Selendämpfen von Reinganum[1]) stammt. Dieser verfuhr folgendermaßen: Ein Platinblech wird schwach mit Wasser angefeuchtet und kurze Zeit den dunkelgrünen Dämpfen von geschmolzenem Selen ausgesetzt. Es schlägt sich dann eine beliebig dünne zusammenhängende Selenschicht auf dem Platinblech nieder. Erhitzen in einem Luftbad verwandelt den Selenüberzug in die kristallinische Modifikation. Diese Platten wurden in elektrolytischen Zellen verwendet.

1) Gripenberg, diese Zeitschr. **9**, 519, 1908.
2) Chr. Ries, Die elektrischen Eigenschaften des Selens und seine Bedeutung für die Elektrotechnik, S. 48. Berlin, Harrwitz, 1908.

Seit dem Jahre 1906 habe ich nun nach dem Verfahren von Reinganum, das ich mit einer Methode von E. Liesegang[2]) kombinierte, Selenzellen hergestellt. Liesegangs Verfahren war folgendes: Ein Stück Glas wird versilbert und die Metallschicht durch einen möglichst feinen Strich mit einer Nadelspitze in zwei Teile geteilt. Die Verbindung der beiden Metallschichten wird dann durch eine dünne Selenschicht wieder hergestellt. — Ich habe nun diese Selenschicht durch Niederschlagen von Selendämpfen nach der Angabe von Reinganum hergestellt und dabei oft recht brauchbare Präparate erzielt, die man beiderseits beleuchten kann.

In der gleichen Arbeit von Gripenberg findet sich noch die Bemerkung: „Nach Marc soll Zusatz von Silber die Lichtempfindlichkeit erhöhen". Demgegenüber möchte ich konstatieren, daß hier eine Verwechslung vorliegt, und auf folgende Stelle in meinem Buche (S. 25) hinweisen: „Die Behauptung Bidwells, daß Metallzusätze die Empfindlichkeit des Selens zu steigern vermögen, stimmt mit den Angaben einiger Forscher (Uljanin, Marc, Sperling) nicht überein. Nach Marc und Sperling ergibt sich durch Zusatz von Katalysatoren eine Verringerung der Lichtempfindlichkeit, aber auch zugleich eine bedeutende Vergrößerung der Einstellungsgeschwindigkeit in das Gleichgewicht. Aus letzterem Grunde dürfte sich trotzdem ein gewisser Zusatz eines geeigneten Katalysators für die Praxis empfehlen. Marc schlägt einen Zusatz von Silber in einer Menge von 0,1 bis 0,5 Proz. vor".

1) Reinganum, diese Zeitschr. **7**, 786, 1906.
2) E. Liesegang, Photogr. Archiv 1890, 302; vgl. auch Chr. Ries, S. 13.

Uffenheim, 5. Dezember 1908.

(Eingegangen 7. Dezember 1908.)

Über Metallstrahlen.

Von Erik Buch Andersen.

Ein Phänomen, das in den letzten Jahren Anlaß zu einiger Diskussion gegeben hat, ist die Metallstrahlung. Bereits vom Jahre 1847



liegt ein Bericht von einem deutschen Physiker L. F. Moser vor, in welchem er von einer von ihm entdeckten Metallstrahlung spricht; doch erst in neuerer Zeit sind die Untersuchungen über diese Erscheinung wieder aufgenommen worden. Trotz der vielen Versuche, die, um Klarheit zu schaffen, gemacht sind, ist es doch, wegen der Uneinigkeit der verschiedenen Forscher und der Nichtübereinstimmung ihrer Resultate, bisher unmöglich gewesen, eine exakt durchgeführte Theorie für diese Eigenschaft der Metalle aufzustellen. Da die Wirkung ja mittelst der photographischen Platte nachgewiesen wird, ist besonders der Umstand irreleitend gewesen, daß die Strahlen nicht mit gleicher Kraft auf alle photographischen Platten wirken, indem der Gebrauch verschiedener Sorten von diesen zu verschiedenen Resultaten führt. Am unempfindlichsten waren die Lumière-Platten, am besten zum Nachweis der Strahlen die Agfa-Platten. Darüber sind indessen die meisten Forscher einig geworden, daß die Strahlung immer von Ozon begleitet ist, indem die Metalle auch Jodkaliumstärkepapier färbten. Dieser Umstand hat auch zu einigen Irrtümern geführt; einige Forscher haben angenommen, daß überhaupt keine Strahlung vorliege, sondern daß die Wirkungen ausschließlich auf das Ozon zurückzuführen seien. J. Blaas und P. Czermak[1]) haben jedoch bewiesen, daß dies nicht der Fall ist, daß die Wirkungen von spiegelnden Flächen zurückgeworfen wurden, und daher nicht rein chemischer Natur sein konnten; andere nahmen an, daß das Ozon mit der Feuchtigkeit der Luft Wasserstoffsuperoxyd bildete, das ja, wie bekannt, auch Strahlen aussendet oder wenigstens Einwirkung auf die photographische Platte hat[2]), indem sie beobachteten, daß Ozon in vollkommen trockenem Zustande nicht die geringste Einwirkung auf die photographische Platte hatte[3]). Diese letztere Theorie liegt meiner Meinung nach der Wahrheit ziemlich nah, denn meine Anschauung, die sich auf später zu erwähnende Versuche gründet, ist, daß es zwar Ozon ist, das die Einwirkung auf die photographische Platte verursacht, daß dies Ozon aber auf eine andere Weise, als früher angenommen, gebildet wird.

Nicht alle Metalle haben dieselbe Wirkung; es hat sich erwiesen, daß die Strahlung eines Metalls um so größer ist, je stärker elektropositiv das Metall ist. Besonders haben vier Metalle eine kräftige Wirkung, nämlich Magnesium, Aluminium, Zink und Kadmium, und Versuche haben konstatiert, daß die Wirkung in derselben Reihenfolge abnimmt, also eben mit ihrem elektropositiven Charakter zusammen. Hiernach könnte man ja aber annehmen, daß Metalle wie Cäsium, Rubidium, Kalium und Natrium eine sehr kräftige Wirkung auf die photographische Platte haben müßten, was man aber bisher nicht hat nachweisen können; dieser Umstand beruht darauf, daß sie sich, wenn man sie der Luft aussetzt, augenblicklich mit einem Überzug von Oxyd bedecken, und daß die Strahlung, wenn von elektropositiven Metallen die Rede ist, nur von blanken Oberflächen ausgeht; man hat wohl Versuche zum Nachweis der Strahlen unter Petroleum, Petroläther usw. gemacht, die Resultate sind aber negativ gewesen, weil das Petroleum die Platte angriff.

Ich habe früher bemerkt, daß die Strahlung der elektropositiven Metalle nur von blanken Oberflächen ausgeht; bei den elektronegativen Metallen gehen die Strahlen dagegen nur von matten Oberflächen aus; worauf dieses beruht, ist noch unbekannt.

In ihrer Abhandlung über Photechie bemerken J. Blaas und P. Czermak[1]), daß die Wirkung des Zinks, wenn das Metall mit einer dünnen Glyzerinschicht überzogen und dann berußt wird, sich im hohen Grade vermehrt. Diese Verstärkung schreiben sie der dadurch entstandenen unebenen und rauhen Oberfläche zu, indem sie mit mehreren Forschern die Anschauung teilen, daß die Strahlung mit der Oxydation des Metalls zusammenhängt.

Als ich im Winter 1907/8 mit diesen Phänomenen experimentierte, fand ich, daß nicht nur die Strahlung des Zinks, sondern auch die des Magnesiums und die der anderen elektropositiven Metalle vermehrt wird, wenn sie mit einer Schicht von Ruß oder Graphit überzogen werden; ich kam daher zunächst zu der Schlußfolgerung, daß der Kohlenstoff selbst eine Strahlung aussandte, die mit der des Zinks vereinigt, die vergrößerte Wirkung verursachte. Ich machte deshalb einige Versuche, um das Verhalten des Kohlenstoffes zu untersuchen, ich fand aber durchaus nichts, was auf eine Strahlung hätte deuten können. Um indessen eine Lösung der Frage zu erhalten, durchsuchte ich die Literatur und fand in einer Abhandlung von F. Streinz und O. Strohscheider[2]), was ich brauchte. Sie schrieben nämlich ganz einfach die Strahlung der galvanischen Wirkung zwischen den Körpern zu. Daß diese Anschauung richtig war, bewiesen sie durch Versuche mit anderen Körpern, z. B. Blei und Magnesium; diese Körper

1) Diese Zeitschr. 5, 363, 1904.
2) Diese Zeitschr. 4, 271, 1903; Ber. d. Deutsch. phys. Ges. 3, 53, 1905 und 3, 78, 1905.
3) Daß Ozon eine Wirkung auf die photographische Platte hat, hat P. Villard im Jahre 1902 gezeigt (Bull. soc. franç. Phys. Nr. 175).

1) Diese Zeitschr 5, 363, 1904.
2) Annalen der Physik (4) 16, 198, 1905.



haben ja ebenfalls einen ziemlich großen elektrischen Unterschied, und die Regel paßte dann auch hier.

Die Eigenschaften der Strahlen an sich sind indessen merkwürdig und recht unerklärbar. Beispiele können dieses am besten zeigen. Legt man eine blankpolierte Nickelmünze[1]) auf eine photographische Platte, so kann man nach einem Verlauf von 24 Stunden ein ziemlich merkwürdiges Bild entwickeln, indem diejenigen Teile der Münze, die der photographischen Platte am fernsten gelegen haben (der Grund der Münze also), die Platte am stärksten beeinflußt haben, wogegen die Teile, die mit der Platte im Kontakt gewesen sind (Buchstaben und Zahlen), fast keine Wirkung gehabt haben. Auf dem positiven Bild sieht man also eine helle Münze mit dunkeln Buchstaben und Zahlen. Ferner können die Strahlen von spiegelnden Flächen zurückgeworfen werden, was J. Blaas und P. Czermak bewiesen haben. Dagegen besitzen sie nur ein geringes Durchdringungsvermögen, indem sie z. B. vom dünnsten Glas zurückgehalten werden, und die Wirkung, wenn der Abstand vergrößert wird, sehr schnell abnimmt. Zeichnet man einen dicken Graphitstrich auf eine polierte Zinkplatte und stellt diese mit dem einen Ende auf eine photographische Platte, mit dem andern auf ein Klötzchen, das so hoch ist, daß der Winkel zwischen dem Zink und der Platte ca. 10° ist, so kann man auf dem entwickelten Bilde sehen, wieviel die Wirkung abnimmt, und gleichzeitig, wie auffallend verwischt das Bild gegen das von dem Zink am weitesten entfernten Ende der Platte ist. Kahlbaum und Steffens[2]) meinen ja auch, daß die Strahlen der Wirkung der Schwerkraft unterworfen sind.

Wie schon erwähnt, meint man, daß die Strahlung mit der Oxydation der Metalle zusammenhängt, indem sie nur von reinen Oberflächen ausgeht. Da die Oxydation nun durch die galvanische Wirkung beschleunigt wird, wird gleichzeitig die Strahlung vermehrt, und muß also eine Funktion der Schnelligkeit der Oxydation sein. Dieses paßt ja auch sehr gut, denn ein Metall oxydiert sich um so schneller, je elektropositiver es ist, also müssen die elektropositivsten der Metalle die stärkste Strahlung aussenden.

Weitere Beweise dafür, daß die Oxydation und die Strahlung untrennbar verbunden sind, hat man in den Tatsachen, daß die Strahlung weder in einer Wasserstoffatmosphäre, noch in einem luftleeren Raum, sowie auch nicht in vollkommen trockner Luft vor sich geht; in diesen Fällen kann sich das Metall ja nicht oxydieren, weil in den beiden ersteren überhaupt kein Sauerstoff da ist, und im dritten das Reaktionsvermögen dem Sauerstoff fehlt; wenn sich also die Metalle nicht oxydieren können, findet keine Ausstrahlung statt.

Da chemische Prozesse ja in der Regel von physikalischen Phänomenen begleitet sind, würden meiner Meinung nach die oben erwähnten Tatsachen gut erklärt werden, wenn man annehmen würde, daß eine diffuse Strahlung während der Oxydation der Metalle von ihrer Oberfläche ausginge, die nur geringes Durchdringungsvermögen besäße, und welche die Eigenschaften hätte, von spiegelnden Flächen zurückgeworfen zu werden und in Analogie mit den Becquerelstrahlen Sauerstoff in Ozon umwandeln zu können. Diese Theorie stütze ich besonders auf folgenden Versuch: Auf ein Stückchen Jodkaliumstärkepapier wird eine kleine, dicke, kreisrunde Zinkplatte, die nur auf der einen Fläche poliert ist, mit der nichtpolierten Fläche gegen das Papier hinabwendend angebracht (um vor Strahlen ganz sicher zu sein, ist es besser, die nichtpolierte Fläche und die Kanten mit schwarzem Papier zu überkleben), und auf die Zinkplatte wird eine konvexe Linse gelegt, von welcher eine Hälfte von der gegen das Zink gewendeten Fläche ebenfalls mit schwarzem Papier überklebt ist. Untersucht man nach 24 Stunden das Jodkaliumstärkepapier, so wird man auf diesem einen dunklen Schatten, der wie ein Halbkreis geformt ist, sehen, und dessen Lage gerade unter der blanken Hälfte der Linse ist; er ist also von den zurückgeworfenen Strahlen hervorgerufen worden. Da es aber ganz sicher nachgewiesen ist[1]), daß es Ozon ist, das hier wirksam ist, muß dasselbe während des Ganges der Strahlen durch die Luft gebildet sein. Bisweilen kann sich doch auch auf der anderen Seite eine schwache Andeutung eines Halbzirkels zeigen, indem ja auch hier trotz der geringen Luftschicht, durch die die Strahlen gehen (von der Oberfläche des Zinks zu dem schwarzen Papier auf der Linse, wo sie absorbiert werden), etwas Ozon gebildet wird, das wegen seiner Schwere auf das Jodkaliumstärkepapier niedergefallen ist, und dieses ein wenig gefärbt hat.

Wie oben erwähnt, haben Kahlbaum und Steffens gefunden, daß die Strahlen der Wirkung der Schwerkraft unterworfen sind, dies wird durch meine Theorie sehr einfach erklärt, indem es nicht die Strahlen sind, sondern das gebildete Ozon, das von der Schwere abhängig ist.

Da die Strahlen, wie man aus der Zurück-

1) Nickel, Kobalt, Blei und Zinn senden auch eine, wenngleich schwache, Strahlung aus.
2) Diese Zeitschr. **6**, 53, 1905.

1) Mittels Papier, das mit einer alkalischen Lösung von *m*-Phenylendiamin getränkt ist.



werfung sehen kann, geradlinig fortschreiten, haben natürlich viele versucht, Schattenbilder auf einer photographischen Platte zu bilden, indem sie zwischen die Platte und das Metall, das die Strahlen aussandte, verschiedene Metallgegenstände hielten; die Resultate sind jedoch immer negativ gewesen, denn das Bild war entweder stark verwischt oder es blieb ganz aus. Sie behaupteten daher, daß die Metalle nicht eine Strahlung, sondern einen Dampf, eine Art neuer Emanation aussenden, welche die Wirkung hervorbringen. Dieses Phänomen wird aber sehr leicht erklärt, indem die Verwischung oder das Ausbleiben des Bildes eine Folge der Diffusion des Ozons in der Luft resp. seines Verwehens durch zufällige Luftströmungen ist. Die Beobachtung, die einige Forscher gemacht haben, daß die Strahlung durch eine Luftströmung sollte gebeugt werden können, brauche ich nicht zu erwähnen.

Ich kann in dieser kurzen Bemerkung über die Metallstrahlen nicht alle Phänomene, die beobachtet sind, erwähnen und erklären, das würde zu viel Platz nehmen; so viel aber erscheint mir sicher, daß sie mittels der von mir dargelegten Theorie auf eine logische und einfache Weise erklärt werden können.

Kopenhagen, 23. Oktober 1908.

(Eingegangen 1. November 1908.)

Der Spiegelderivator und seine Anwendung.

Von A. Wagener.

Bei der Auswertung der Ergebnisse physikalischer und technischer Untersuchungen begegnet man verhältnismäßig oft der Aufgabe, die Ableitung einer indizierten Diagrammlinie oder einer im normalen Koordinatensystem aufgezeichneten Kurve zu finden. Erscheint es dann angebracht, für eine größere Anzahl von Kurvenpunkten den Richtungskoeffizienten auf graphischem Wege zu ermitteln, so bedient man sich zweckmäßig zur Bestimmung der Tangente oder der Normalen besonderer Hilfsmittel. Ein solches, das Kurvenlot, ist vom Verfasser an anderer Stelle [1]) beschrieben worden. Dieses Gerät hat sich bei der Auswertung von Kurven sehr geringer Strichstärke, wie sie von registrierenden Instrumenten mit feingespitztem Metall-Schreibstift auf eigens vorgerichteter Schreibfläche gezeichnet werden, wohl als brauchbar bewährt, wohingegen seine Verwendung bei fast allen von Hand aufgezeichneten Kurven durch deren größere Strichstärke erschwert ist, und dies nicht selten in solchem Maße, daß die Genauigkeit der Ermittlung beträchtlich darunter leidet. Hier dürfte nach einem meines Wissens erstmalig von Professor Reusch angewandten Verfahren zur Bestimmung der Normalen ein Planspiegel bessere Dienste leisten, wie solche von Herrn Universitätsmechaniker Albrecht in Tübingen hergestellt worden sind: ein dreiseitiges Prisma aus schwarzem Glas, von dessen ebengeschliffenen Flächen eine hochpoliert ist. Den meist recht empfindlichen Metallspiegeln gegenüber haben derartige Glasspiegel den Vorzug, daß sie sich mit geringer Mühe fast unbegrenzt in fehlerfreiem Zustand erhalten lassen, während jene die Annehmlichkeit einer erheblich grösseren Lichtstärke des Bildes gewähren. Schneidet man mit einem solchen normal zur Bildebene gerichteten Planspiegel die zu untersuchende Kurve, so bildet deren vor dem Gerät sichtbares Stück im allgemeinen mit seinem Spiegelbild einen Knick. Diesen kann man aber, wie in Fig. 1 gezeigt ist, durch geeignete Einstellung

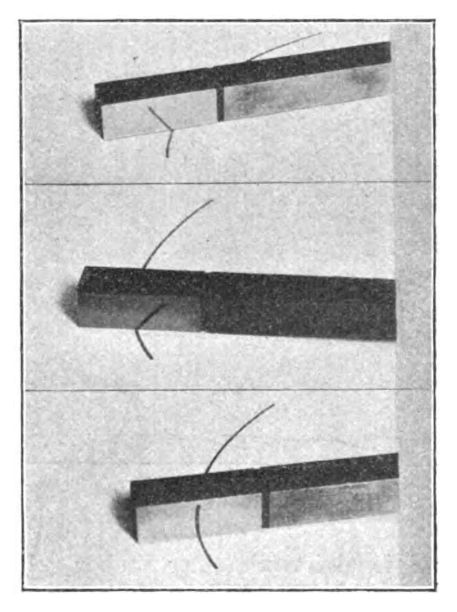


Fig. 1.

des Spiegels zum Verschwinden bringen, wonach die schneidende Spiegelkante normal zur Kurve steht und behufs Einzeichnung der Normalen als Lineal benutzt werden kann. Das Verfahren an sich läßt sich bei allen Kurven, die keine zu scharf gekrümmten Elemente enthalten, mit verhältnismäßig gutem Erfolge anwenden, doch ergeben sich beim Gebrauch des erwähnten sehr einfachen Hilfsmittels störende Unzulänglichkeiten, sobald an die Genauigkeit der Ermittlung höhere Ansprüche zu stellen sind und zur Erlangung von Mittelwerten die Einstellung des Spiegels für jeden betrachteten Kurvenpunkt mehrmals wiederholt werden muß.

1) Indizieren und Auswerten von Kurbelweg- und Zeitdiagrammen. Berlin, Julius Springer. 1906.

Denn einerseits ist es nicht leicht, mit der schneidenden Spiegelkante stets denselben Kurvenpunkt zu treffen, und andererseits bedeckt sich die Zeichnung bald mit Scharen dichtgedrängter Hilfslinien, bei deren Entwirrung es nicht allemal ohne Fehler abgeht. Um diesen Übelständen abzuhelfen, wurde vom Verfasser der im folgenden zu beschreibende Spiegelderivator konstruiert. Dieses Instrument wird von der Firma F. Ernecke in Berlin-Tempelhof hergestellt, der die Konstruktion übergeben worden ist; Fig. 2 und 3 zeigen photographische Abbildungen eines für das Maschinenlaboratorium der Kgl. Technischen Hochschule Danzig gelieferten Exemplars.

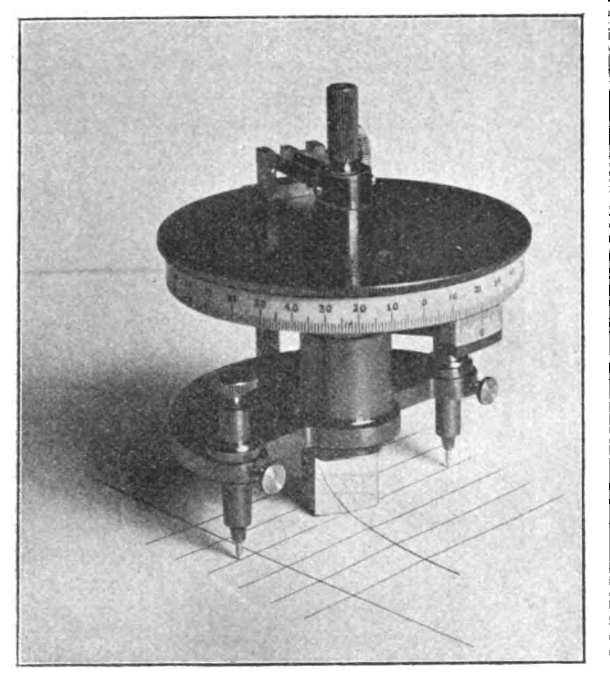


Fig. 2.

Der Spiegel ist mit einer sauber gelagerten Spindel derartig verbunden, daß deren Achse in seine Ebene fällt, und die Hülse, in der sich die Spindel dreht, wird von einer auf drei Füßen ruhenden Grundplatte getragen. Zwei davon laufen in Zentralspitzen aus, und diese liegen mit der Spindelachse in einer Ebene. Oberhalb der Hülse ist die Spindel mit einem Meßrade verbunden, auf dessen Mantel eine nach ganzen Winkelgraden geteilte Skala angebracht ist, während am Gestell des Gerätes ein Doppelnonius sitzt, mit dessen Hilfe die Drehung der Spindel an der erwähnten Skala nach Zehntelgraden abgelesen werden kann. Dabei ist die Skala so beziffert, daß nach richtiger Einstellung des Spiegels sowohl für positive wie für negative Kurvensteigung der von der Tangente und der X-Achse eingeschlossene Winkel abgelesen wird. Hierfür muß natürlich das Gerät vorher auf den zu betrachtenden Kurvenpunkt so eingestellt worden sein, daß es nach dem Achsenkreuz des Diagramms orientiert ist, und dies läßt sich folgendermaßen leicht bewirken.

Von den beiden Zentralspitzen der in Fig. 2 und 3 sichtbaren Gestellfüße werde die linke mit S_1, die rechte mit S_2 bezeichnet. Der Abstand jeder dieser Spitzen von der Spiegelebene kann gemessen werden, wenn die Skala des Meßrades auf 90^0 eingestellt ist. Dieser Abstand der Spitze S_1 sei η. Dann bereitet man das Diagramm oder die aufgezeichnete Kurve in der Weise vor, daß man eine aus-

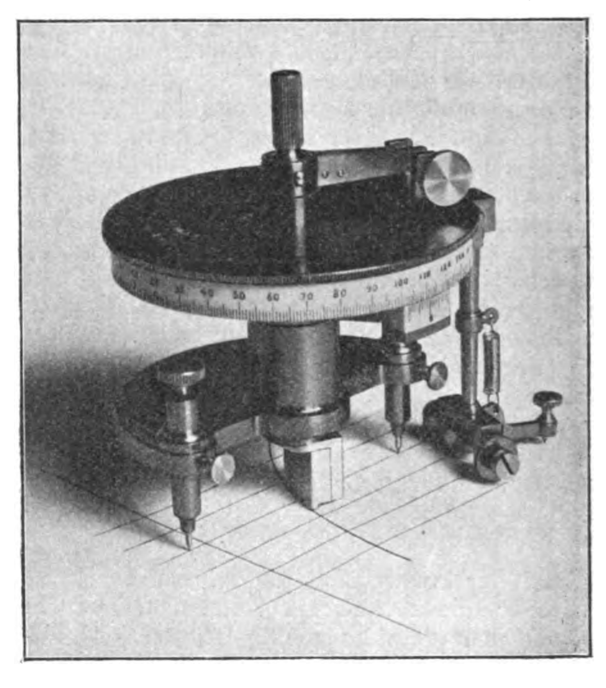


Fig. 3.

reichend erscheinende Anzahl von Punkten auswählt, deren Ordinaten zieht und auf diesen den in einen Teilzirkel genommenen Abstand η von der Kurve einsticht. Auf die so erhaltenen Punkte setzt man nachher die Spitze S_1, während S_2 jeweilig auf die Verlängerung der Ordinaten zu stehen kommt. Die in der Höhe verstellbaren Spitzen sind so gerichtet, daß man sie etwas in die Zeichenfläche eindrücken muß, um den Spiegel mit dieser in Berührung zu bringen. Ist dies geschehen, so steht das Gerät in richtiger Lage unverrückbar fest, und die verlängerte Spindelachse trifft den zu betrachtenden Kurvenpunkt. Die nun folgende Einstellung des Spiegels und Ablesung des Neigungswinkels ν der Tangente kann beliebig oft wiederholt werden, und man erzielt bei einiger Übung ohne viel Mühe und Zeitverlust mit den

aus den einzelnen Ablesungen für jeden Punkt gewonnenen Mittelwerten so gute Annäherungen, wie sie mit dem Verfahren überhaupt erlangt werden können.

Die gesuchten Differentialquotienten berechnet man entweder nach einer Tangententabelle, um sie in ein neues Koordinatensystem einzutragen, wo man schließlich noch eine Interpolation vornimmt, oder sie lassen sich auch graphisch ermitteln. Das Meßrad ist nämlich dem Nullpunkt der Skala diametral gegenüber mit einem Arm versehen, der eine bewegliche Punktiernadel trägt. Stellt man für den betrachteten Kurvenpunkt die Skala auf den Mittelwert einer Anzahl von Ablesungen ein, so kann mit Hilfe der Punktiernadel ein Richtpunkt in die Zeichenfläche gestochen werden, der zusammen mit dem Kurvenpunkt die Lage der Tangente bestimmt. Ebenso läßt sich auch nach einer Drehung der Spindel um 90^0 ein Richtpunkt fur die Normale einstechen. Die Anordnung der Punktiernadel und des sie tragenden Armes ist aus der Abbildung Fig. 3 zu erkennen. Erwähnt sei noch, daß für die erstmalige Einstellung des Meßrades, des Nonius und der Punktiernadel Justiervorrichtungen vorgesehen sind, und daß die Justierung sich nach einem normalen Achsenkreuz unschwer bewirken läßt.

Es leuchtet wohl auf den ersten Blick ein, daß die Genauigkeit einfacher objektiver Meßmethoden von diesem Verfahren bei weitem nicht erwartet werden kann. Das hier abgebildete Instrument ist in der Weise geprüft worden, daß eine Anzahl verschiedenartiger Kegelschnitte untersucht wurde, darunter Kreise mit verschieden großen Radien, deren kleinster 10 mm maß. Dabei wurden für eine größere Anzahl von Punkten die Mittelwerte von ν aus je 10 Ablesungen bestimmt und danach jedesmal nach Einstellung der Punktiernadel auf die vorher genau konstruierten Normalen die Winkel ν' gemessen, die diese mit der X-Achse einschlossen. Die Unterschiede zwischen $\nu + \nu'$ und 90^0 wurden als Fehler angeschrieben. Hierbei sind also die bis jetzt nicht geprüften Teilungen der Meßradskala und des Nonius als fehlerfrei vorausgesetzt worden. Fehler von mehr als $0{,}4^0$ kamen auch anfänglich bei noch geringerer Übung nicht vor, und die letzten Versuche dieser Art ergaben Fehler von höchstens $0{,}3^0$ und durchschnittlich $0{,}2^0$, so daß wohl mit diesem Durchschnitt gerechnet werden darf. Die ihm entsprechenden Fehler der Werte von tg ν werden natürlich für Winkel nahe bei 0^0 und 90^0 sehr groß, nehmen aber nach einem Bereiche hin, der zwischen etwa 20^0 und 70^0 liegt, rasch ab und bewegen sich in diesem um 1 v. H. Viel günstigere Ergebnisse dürften auch wohl mit irgendeinem anderen graphischen Verfahren kaum zu erreichen sein. Man wird also gut tun, auf die Untersuchung solcher Kurvenzweige, deren Tangentenneigung ν außerhalb des genannten Bereiches kleiner Fehler liegt, ganz zu verzichten. Nun hat man es glücklicherweise bei den an Maschinen zu indizierenden Diagrammen fast immer in der Hand, durch passende Einregelung der Schreibflächengeschwindigkeit die auszuwertende Kurve hinsichtlich ihrer Steigung in diesem Bereich zu halten, und wo dies ausnahmsweise nicht gelingen sollte, kann man sich noch derartig helfen, daß man die gleiche oder annähernd gleiche Änderung mehrmals bei verschiedenen Geschwindigkeiten der Indikator-Schreibfläche indiziert und dann auf den einzelnen Diagrammen die jeweilig am günstigsten liegenden Kurvenstücke herausgreift. Ähnliches läßt sich, wenn auch in minder vollkommener Weise, bei den Kurven, die von Hand aufgezeichnet werden, durch geeignete Wahl des Abszissen-Maßstabes erreichen.

(Eingegangen 5. Dezember 1908.)

Über die Herstellung permanenter Magnete aus Proben nahezu reinen Kupfers.

Von J. G. Gray und A. D. Roß.

Die Metalle Eisen, Nickel und Kobalt zeigen so ausgeprägte magnetische Eigenschaften, daß man gemeinhin sagt, sie bilden die Gruppe der magnetischen Elemente. Wie indessen wohlbekannt ist, zeigen die meisten anderen Elemente bei Anwendung eines sehr starken Feldes und empfindlicher Beobachtungsmethoden einige Empfänglichkeit für die Wirkung des Magnetismus und nehmen durch Influenz magnetische Polarität an. Der permanente Magnetismus, den sie zurückbehalten, ist indessen fast oder ganz unmerklich; die übliche Einteilung der Stoffe in eine „magnetische" und eine „unmagnetische" Gruppe ist daher genügend begründet.

Bisher ist keine wesentliche Verschiedenheit zwischen den Metallen der magnetischen und denen der unmagnetischen Klasse nachgewiesen worden. Kürzlich hat sich gezeigt, daß Legierungen aus verschiedenen Gliedern der letztgenannten Gruppe viel ausgesprochenere magnetische Eigenschaften zeigen können als ihre Bestandteile. Einen derartigen Stoff haben wir in der Heuslerschen Legierung aus Kupfer, Mangan und Eisen.

Es schien daher möglich, daß die magnetischen Eigenschaften der reinen Substanzen durch besondere Behandlung bedeutend verstärkt werden könnten. In dieser Absicht haben wir die nachstehenden Versuche an Kupfer unternommen. Wir haben dieses Element teils

wegen seiner allgemeinen Wichtigkeit, teils auch deshalb gewählt, weil es ein Bestandteil der Heuslerschen Legierung ist.

Zur Magnetisierung der Proben diente der große Elektromagnet des Physikalischen Laboratoriums der Universität Glasgow. Der Magnet besteht aus Gußstahl von einer Permeabilität, die nahezu mit der von Schmiedeeisen zusammenfällt. Er ist von rechteckiger Gestalt, etwa 100 cm lang und 40 cm hoch. Das Joch ist seiner ganzen Länge nach noch außer den kleinen Spulen an den Polen umwunden. Obgleich die konischen Polschuhe weit auseinander gezogen werden mußten, um für die Proben und die verschiedenen bei den Versuchen benutzten Gefäße Platz zu bieten, wurde doch mit einer Stromstärke von ungefähr 15 Ampere ein Feld von beträchtlich mehr als 3000 C.G.S.-Einheiten erhalten.

Bei den ersten Versuchen verwandten wir Proben von Kupfer mit hoher Leitfähigkeit. Ein kurzer Stab wurde longitudinal zwischen die Pole des Elektromagnets gebracht, und es wurde ein Feld von 3000 Einheiten angewandt. Danach wurde die Probe mit einem empfindlichen Magnetometer untersucht, und keine Spur von remanentem Magnetismus war nachweisbar. Die Magnetisierung wurde wiederholt und der Stab, während er im Felde lag, gehämmert, so daß die Moleküle in Schwingung gerieten. Bei erneuter Untersuchung war noch immer keine Remanenz vorhanden.

Wir brachten nun ein Vakuumgefäß mit flüssiger Luft zwischen die Magnetpole. In dieses Gefäß legten wir das Kupferstück, das sich bis auf -190^0 C gründlich abkühlte. Dann wurde der Magnet in gleicher Weise wie oben erregt, und die Probe zeigte eine sehr schwache Spur von remanentem Magnetismus.

Danach untersuchten wir die Wirkung einer Erhitzung des Kupfers vor der Anwendung des Magnetfeldes. Im Zusammenhange hiermit ist es interessant, auf die großen Verschiedenheiten zwischen der Wirkung der Wärme auf Kupfer, oder auf Eisen und Stahl hinzuweisen. Erhitzung auf hohe Temperatur mit darauffolgender langsamer Abkühlung macht Eisen oder Stahl weich, Kupfer aber nicht. Ablöschen bei hoher Temperatur hat einen ausgesprochenen härtenden Einfluß auf Eisen und Stahl, macht hingegen Kupfer viel weicher und verringert die Elastizität.

Eine Kupferprobe wurde zu heller Rotglut erhitzt, langsam abgekühlt und dann einem magnetisierenden Felde von mehr als 3000 Einheiten ausgesetzt. Sie zeigte keine Spur eines permanenten Magnetismus. Eine Wiederholung der thermischen Behandlung bei dauernder Einwirkung des Magnetisierungsfeldes zeigte dasselbe Ergebnis.

Danach löschten wir eine Probe bei heller Rotglut in kaltem Wasser ab. Wir legten dann dasselbe Magnetisierungsfeld an und untersuchten den Stab. Das Magnetometer zeigte jetzt eine beträchtliche Ablenkung. Danach stellten wir Versuche an, um zu sehen, ob sich durch Ablöschen des Kupfers im Felde ein besserer Effekt erhalten ließe, beobachteten aber keine merkliche Änderung im Betrage des remanenten Magnetismus. Eine andere Probe wurde ungefähr auf dieselbe Temperatur erhitzt und in flüssiger Luft abgelöscht. Die Remanenz dieser Probe ergab sich viel geringer als die der in Wasser abgelöschten. Das rührt vermutlich davon her, daß das Ablöschen weniger plötzlich erfolgt, eine Tatsache, die durch Verwendung von Eisen- und Stahlproben bewiesen wurde. Wenn man einen heißen festen Körper in flüssige Luft eintaucht, so tritt ein heftiges Sieden ein, das aber schnell aufhört, da sich eine Schicht schlecht leitender Luft zwischen dem Prüfstück und der Flüssigkeit bildet.

Weitere Versuche wurden mit abgelöschtem elektrolytischem Kupferblech angestellt. Die Bleche hatten eine Dicke von weniger als 0,03 mm und konnten deshalb nicht sehr schnell abgelöscht werden. Sie lieferten ein wesentlich besseres Ergebnis als das massive Kupfer.

Die Proben wurden von Herrn Professor C. E. Fawsitt sorgfältig analysiert. Das elektrolytische Kupferblech war vermutlich ein wenig reiner als das Barrenkupfer und enthielt sicherlich weniger als 0,0004 Teile Eisen. Die Intensität der remanenten Magnetisierung nach dem Ablöschen betrug etwa 0,14 C.G.S.-Einheiten, und es wären daher mindestens 0,0020 Teile hochgradig magnetischen Eisens erforderlich, um den erzeugten Effekt zu erklären.

Wir verwandten sechs Proben des elektrolytischen Kupfers, die bei Hellrotglut abgelöscht worden waren, zu einer Untersuchung der Remanenz des Kupfers bei Zimmertemperatur und bei der Temperatur der flüssigen Luft. Jede dieser Proben bestand aus einem Stück Blech von $27 \times 6{,}2$ cm und war zu einem dünnen Zylinder von 6,2 cm Länge zusammengerollt. Die an den einzelnen Stücken gefundenen Ergebnisse stimmten sehr gut miteinander überein, wenn man den unvermeidlichen Verschiedenheiten in der Temperatur und in der Schnelligkeit des Ablöschens sowie dem Brechen des Materials bei der derben Behandlung Rechnung trägt. Die nachstehenden Zahlen geben die erhaltenen Mittelwerte der Magnetisierungsstärke in C.G.S.-Einheiten an. (Bei ihrer Berechnung wurde der Polabstand zu $^5/_6$ der Gesamtlänge des Zylinders angenommen):

Vor der Behandlung 0,00
Nach Anlegung eines Feldes von 3000 Einheiten 0,00



Abgelöscht und wiederum magnetisiert	0,14
Auf -190^0 C abgekühlt und wiederum magnetisiert	0,27
Auf Zimmertemperatur erwärmt	0,14
Wieder auf -190^0 C abgekühlt und aufs neue magnetisiert	0,26
Auf Zimmertemperatur erwärmt	0,13

Bei den Versuchen bei -190^0 C befanden sich die Proben in kleinen Glasröhrchen, die an einem Ende geschlossen und am offenen Ende umgebogen waren. Diese waren mit Watte umwickelt und mit flüssiger Luft gefüllt. Die allmähliche Verschlechterung der Proben, wie sie die vorstehende Tabelle zeigt, ist vermutlich dem Brechen des Kupfers zuzuschreiben. Die Proben wurden auch zwischen 15^0 C und -190^0 C untersucht, und die Remanenz ergab sich um so größer, je tiefer die Temperatur war.

Der remanente Magnetismus des abgelöschten Kupfers wird durch mäßige Schwingung wenig beeinflußt. Wird indessen eine solche Probe gehämmert, so kann der remanente Magnetismus stark herabgesetzt werden, doch ist die Remanenz nach neuer Magnetisierung praktisch ungeändert.

Erwärmung des abgelöschten Kupfers sucht seinen remanenten Magnetismus zu verringern. Wir untersuchten verschiedene Proben, die bei heller Rotglut abgelöscht und magnetisiert worden waren, nach schrittweiser Erhitzung auf 100^0, 400^0 und 600^0 C. In jedem Falle wurde die Probe von der hohen Temperatur langsam abgekühlt und bei ungefähr 15^0 C untersucht. Es zeigte sich, daß der remanente Magnetismus nach Erwärmung des Kupfers bis zu 100^0 C auf ungefähr 60 Proz. seines anfänglichen Wertes gesunken war, nach Erwärmung bis zu 400^0 C auf etwa 30 Proz.; nach Erwärmung bis zu 600^0 C zeigte die Probe fast keine Spur von remanentem Magnetismus.

Proben abgelöschten Kupfers, die hinterher auf Hellrotglut erhitzt und langsam abgekühlt worden waren, zeigten nur eine geringe oder gar keine Spur von Remanenz nach Anwendung von Feldern bis zu 3500 C.G.S.-Einheiten aufwärts.

Um eine sehr reine Probe von Kupfer zu erhalten, gingen wir dazu über, einen Barren elektrolytisch aufzubauen. Dabei verwandten wir das elektrolytische Kupferblech als Anodenplatten. Die Kathodenplatte bestand aus einem äußerst dünnen Blech von demselben Material. Die elektrolytische Zelle enthielt eine Lösung von eisenfreiem Kupfersulfat vom spezifischen Gewicht 1,15 mit einem Zusatz von etwas mehr als $\frac{1}{2}$ Proz. freier Schwefelsäure. Die Zelle wurde zwischen die Pole des Elektromagnets gestellt, und ein konstantes Feld von 2200 C.G.S.-Einheiten wurde während der 60stündigen Versuchsdauer unterhalten. Die niedergeschlagene Kupfermenge betrug etwa 30 g. Am Ende des Versuches war keine Spur von remanentem Magnetismus in dem Barren nachweisbar. Ablöschen bei 700^0 C in einem Felde von 3300 Einheiten vermochte auch keinen remanenten Magnetismus zu hinterlassen.

Dieser letzte Versuch scheint allerdings zu zeigen, daß die Remanenz, die das elektrolytische Kupferblech zeigte, von der Anwesenheit von Verunreinigungen herrührte; indessen kann diese Remanenz sicherlich nicht darauf zurückgeführt werden, daß das Eisen als freies Eisen wirkte; das ergibt sich aus der chemischen Analyse und aus dem besonderen Verhalten der Proben in flüssiger Luft. Vielleicht bildet das Eisen, wenn es in äußerst geringer Menge zugegen ist, mit dem Kupfer eine Verbindung, die magnetisch ist. Bekanntlich werden die elektrischen Eigenschaften des Kupfers durch Gegenwart von Spuren einer Verunreinigung stark beeinflußt. Die Anwesenheit einer winzigen Menge Antimon erniedrigt beispielsweise die elektrische Leitfähigkeit des Kupfers beträchtlich.

Es ist in jüngster Zeit viel über die Rolle des Kupfers in der Heuslerschen Legierung gestritten worden. Wir haben gezeigt[1]), daß eine Probe der Legierung bei der Temperatur der flüssigen Luft eine größere Remanenz zeigt als bei gewöhnlicher Temperatur, und diese Zunahme ist bei abgelöschten Proben noch stärker ausgeprägt. Dieser Effekt — der vorübergehend ist, denn er dauert nur so lange, wie die Temperatur auf -190^0 C gehalten wird — zeigt sich in ausgeprägtem Maße bei den Proben nahezu reinen Kupfers und ist keine Eigenschaft der gewöhnlichen magnetischen Materialien.

Die vorstehend geschilderten Versuche sind im Physikalischen Laboratorium der Universität Glasgow ausgeführt worden, und wir möchten Herrn Professor A. Gray für die uns im Laufe unserer Arbeit erteilten Ratschläge und Herrn Professor Fawsitt für die Ausführung der chemischen Analyse der Kupferproben unseren Dank ausdrücken.

1) Proc. Roy. Soc. Edinburgh **27**, 88 und **28**, 403.

Glasgow, Physikalisches Laboratorium der Universität, den 1. Dezember 1908.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 4. Dezember 1908.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Die Einheit des physikalischen Weltbildes [1]).

Von Max Planck.

Meine sehr geehrten Herren! Als mir die freundliche Einladung übermittelt wurde, hier vor Ihnen über ein Thema meiner Wissenschaft zu sprechen, war mein erster Gedanke der, wie sorgfältig doch die Physik gerade in Holland gepflegt wird, welch glänzende, weltbekannte Namen Ihnen hier tagtäglich voranleuchten, und wie wenig an eigentlich Neuem Ihnen daher ein Vortrag über theoretische Physik, und nun vollends hier in Leiden, zu bieten vermöchte. Wenn ich nun dennoch den Versuch machen will, Ihre Aufmerksamkeit eine Zeitlang in Anspruch zu nehmen, so kann ich den Mut dazu lediglich aus der Überlegung schöpfen, daß unsere Wissenschaft, die Physik, ihrem Ziele ja nicht auf geradem Wege, sondern nur auf vielfach verschlungenen Pfaden stetig sich anzunähern vermag, und daß deshalb auch in ihr der Individualität der Forschung ein breiter Spielraum gelassen ist. So arbeitet der eine an dieser, der andere an jener Stelle, der eine mit dieser, der andere mit jener Methode, und das physikalische Weltbild, um das wir uns alle bemühen, malt sich zurzeit in jedem wohl etwas verschieden. Daher hoffe ich immerhin auf Interesse bei Ihnen rechnen zu dürfen, wenn ich hier im folgenden versuche, Ihnen die Hauptzüge des physikalischen Weltbildes zu entwerfen, wie es sich aus den mir zur Verfügung stehenden Erfahrungen und Anschauungen heraus gestaltet hat und in Zukunft vermutlich gestalten wird.

I.

Von jeher, solange es eine Naturbetrachtung gibt, hat ihr als letztes, höchstes Ziel die Zusammenfassung der bunten Mannigfaltigkeit der physikalischen Erscheinungen in ein einheitliches System, womöglich in eine einzige Formel, vorgeschwebt, und von jeher haben sich bei der Lösung dieser Aufgabe zwei Methoden gegenübergestanden, oft miteinander ringend, noch öfter sich gegenseitig korrigierend und befruchtend, letzteres am reichsten, wenn sie sich in dem nämlichen Forschergeist zu gemeinsamer Arbeit verbanden. Die eine Methode ist die jugendlichere, sie faßt, einzelne Erfahrungen schnell verallgemeinernd, mit kühnem Griffe nach dem Ganzen und stellt in das Zentrum des Bildes von vornherein einen einzigen Begriff oder Satz, in den sie nun mit mehr oder weniger Erfolg die ganze Natur samt allen ihren Äußerungen zu bannen unternimmt. So machte Thales von Milet das „Wasser", Wilhelm Ostwald die „Energie", Heinrich Hertz das „Prinzip der geradesten Bahn" zum Haupt- und Zentralpunkt seines physikalischen Weltbildes, in welchem alle physikalischen Vorgänge ihren Zusammenhang und ihre Erklärung finden.

Die andere Methode ist bedächtiger, bescheidener und zuverlässiger, aber an Stoßkraft der ersten lange nicht gewachsen und daher auch sehr viel später zu Ehren gekommen: sie verzichtet vorläufig auf endgültige Resultate und malt zunächst nur diejenigen Einzelzüge in das Bild, welche durch direkte Erfahrungen vollständig sicher gestellt erscheinen, ihre weitere Verarbeitung späterer Forschung überlassend. Ihren prägnantesten Ausdruck hat sie wohl gefunden in Gustav Kirchhoffs bekannter Definition der Aufgabe der Mechanik als einer „Beschreibung" der in der Natur vor sich gehenden Bewegungen. Beide Methoden ergänzen sich gegenseitig, und auf keinen Fall kann die physikalische Forschung auf eine derselben verzichten. —

Aber nicht von dieser doppelten Methodik unserer Wissenschaft möchte ich jetzt zu Ihnen reden, sondern ich möchte vielmehr Ihre Aufmerksamkeit richten auf die prinzipiellere Frage, wohin denn diese eigenartige Methodik geführt hat und wohin sie vermutlich noch führen wird. Daß die Physik in ihrer Entwicklung wirklich Fortschritte gemacht hat, daß wir die Natur mit jedem Jahrzehnt erheblich besser kennen lernen, das kann ernstlich gewiß von niemandem geleugnet werden, das beweist ein einziger Blick auf die an Zahl wie an Bedeutung stetig wachsenden Hilfsmittel, mit welchen die Menschheit die Natur ihren Zwecken dienstbar zu machen versteht. Aber in welcher Richtung bewegt sich im ganzen dieser Fortschritt? Inwieweit kann man sagen, daß wir uns dem angestrebten Ziele, dem Einheitssystem, wirklich annähern? Dies zu untersuchen muß jedem Physiker, der sich ein offenes Auge für die Fortschritte seiner Wissenschaft bewahren will, von größter Wichtigkeit erscheinen. Und wenn wir imstande sind, über diese Fragen Auskunft zu erlangen, werden wir auch in die Lage kommen, uns Rechenschaft zu geben über die weitere, heutzutage wieder heiß umstrittene Frage: Was bedeutet uns im Grunde das, was wir das physikalische Weltbild nennen? Ist dasselbe lediglich eine zweckmäßige, aber im Grunde willkürliche Schöpfung unseres Geistes, oder

1) Vortrag, gehalten am 9. Dezember 1908 in der naturwissenschaftlichen Fakultät des Studentenkorps an der Universität Leiden.

finden wir uns zu der gegenteiligen Auffassung getrieben, daß es reale, von uns ganz unabhängige Naturvorgänge widerspiegelt? —

Um zu erfahren, in welcher Richtung sich die Entwicklung der physikalischen Wissenschaft bewegt, gibt es nur ein Verfahren: man vergleicht den Zustand, in dem sie sich gegenwärtig befindet, mit demjenigen in einer früheren Zeit. Frägt man aber weiter, welches äußere Kennzeichen denn das beste Charakteristikum für den Entwicklungszustand einer Wissenschaft zu gewähren vermag, so wüßte ich kein allgemeineres zu nennen als die Art und Weise, wie die Wissenschaft ihre Grundbegriffe definiert und wie sie ihre verschiedenen Gebiete einteilt. Denn in der Zweckmäßigkeit der Definitionen und in der Art der Einteilung des Stoffs liegen, wie allen etwas tiefer Nachdenkenden bekannt ist, sogar die letzten, reifsten Resultate der Forschung häufig schon implizite mit enthalten.

Sehen wir nun zu, wie es in dieser Beziehung mit der Physik gegangen ist. Da gewahren wir zunächst, daß die wissenschaftliche physikalische Forschung in allen ihren Gebieten entweder an unmittelbar praktische Bedürfnisse oder an besonders auffällige Naturerscheinungen anknüpft. Und nach diesen Gesichtspunkten richtet sich naturgemäß die anfängliche Einteilung der Physik und die Benennung ihrer einzelnen Zweige. So entsteht die Geometrie aus der Erd- oder Feldmeßkunst, die Mechanik aus der Maschinenlehre, die Akustik, die Optik, die Wärmelehre aus den entsprechenden spezifischen Sinneswahrnehmungen, die Elektrizitätslehre aus den merkwürdigen Beobachtungen am geriebenen Bernstein, die Theorie des Magnetismus aus den auffallenden Eigenschaften der bei der Stadt Magnesia gefundenen Eisenerze. Entsprechend dem Satze, daß alle unsere Erfahrungen an Empfindungen unserer Sinne anknüpfen, ist in allen physikalischen Definitionen das physiologische Element maßgebend, kurz gesagt: die ganze Physik, sowohl ihre Definitionen als auch ihre ganze Struktur, trägt ursprünglich in gewissem Sinn einen anthropomorphen Charakter.

Wie verschieden hiervon ist das Bild, welches uns das Lehrgebäude der modernen theoretischen Physik darbietet! Zunächst zeigt das Ganze ein viel einheitlicheres Gepräge: die Anzahl der Einzelgebiete der Physik ist erheblich verringert, dadurch, daß verwandte Gebiete miteinander verschmolzen sind: so ist die Akustik ganz in die Mechanik aufgegangen, der Magnetismus und die Optik ganz in die Elektrodynamik; und diese Vereinfachung zeigt sich begleitet von einem auffallenden Zurücktreten des menschlich-historischen Elements in allen physikalischen Definitionen. Welcher Physiker denkt heutzutage bei der Elektrizität noch an geriebenen Bernstein, oder beim Magnetismus an den kleinasiatischen Fundort der ersten natürlichen Magnete? Und in der physikalischen Akustik, Optik und Wärmelehre sind die spezifischen Sinnesempfindungen geradezu ausgeschaltet. Die physikalischen Definitionen des Tons, der Farbe, der Temperatur werden heute keineswegs mehr der unmittelbaren Wahrnehmung durch die entprechenden Sinne entnommen, sondern Ton und Farbe werden durch die Schwingungszahl bez. Wellenlänge definiert, die Temperatur theoretisch durch die dem zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie entnommene absolute Temperaturskala, in der kinetischen Gastheorie durch die lebendige Kraft der Molekularbewegung, praktisch durch die Volumenänderung einer thermometrischen Substanz bez. durch den Skalenausschlag eines Bolometers oder Thermoelements; von der Wärmeempfindung ist aber bei der Temperatur in keinem Fall mehr die Rede.

Genau ebenso ist es mit dem Begriff der Kraft gegangen. Das Wort „Kraft" bedeutet ursprünglich ohne Zweifel menschliche Kraft, entsprechend dem Umstand, daß die ersten und ältesten Maschinen: der Hebel, die Rolle, die Schraube, durch Menschen oder Tiere angetrieben wurden, und dies beweist, daß der Begriff der Kraft ursprünglich dem Kraftsinn oder Muskelsinn, also einer spezifischen Sinnesempfindung, entnommen wurde. Aber in der modernen Definition der Kraft erscheint die spezifische Sinnesempfindung ebenso eliminiert, wie in derjenigen der Farbe der Farbensinn.

Ja, dieses Zurückdrängen des spezifisch sinnlichen Elements aus den Definitionen der physikalischen Begriffe geht so weit, daß sogar Gebiete der Physik, welche ursprünglich durch die Zuordnung zu einer bestimmten Sinnesempfindung als durchaus einheitlich charakterisiert wurden, infolge der Lockerung des zusammenhaltenden Bandes in verschiedene ganz getrennte Stücke auseinanderfallen, also gerade entgegen dem allgemeinen Zuge zur Vereinheitlichung und Verschmelzung. Das beste Beispiel hierfür zeigt die Lehre von der Wärme. Früher bildete die Wärme einen bestimmten, durch die Empfindungen des Wärmesinns charakterisierten, wohl abgegrenzten einheitlichen Bezirk der Physik. Heute findet man wohl in allen Lehrbüchern der Physik von der Wärme ein ganzes Gebiet, die Wärmestrahlung, abgespalten und bei der Optik behandelt. Die Bedeutung des Wärmesinns reicht eben nicht mehr hin, um die heterogenen Stücke zusammenzuhalten; vielmehr wird jetzt das eine Stück der Optik bzw. Elektrodynamik, das andere der Mechanik, speziell der kinetischen Theorie der Materie, angegliedert.

Schauen wir auf das Bisherige zurück, so können wir kurz zusammenfassend sagen: die

Signatur der ganzen bisherigen Entwicklung der theoretischen Physik ist eine Vereinheitlichung ihres Systems, welche erzielt ist durch eine gewisse Emanzipation von den anthropomorphen Elementen, speziell den spezifischen Sinnesempfindungen. Bedenkt man nun andererseits, daß doch die Empfindungen anerkanntermaßen den Ausgangspunkt aller physikalischen Forschung bilden, so muß diese bewußte Abkehr von den Grundvoraussetzungen immerhin erstaunlich, ja paradox erscheinen. Und dennoch liegt kaum eine Tatsache in der Geschichte der Physik so klar zutage wie diese. Fürwahr, es müssen unschätzbare Vorteile sein, welche einer solchen prinzipiellen Selbstentäußerung wert sind!

Bevor wir auf diesen wichtigen Punkt näher eingehen, wollen wir nun noch unseren Blick aus der Vergangenheit und der Gegenwart in die Zukunft richten. Wie wird man in künftigen Jahrhunderten das System der Physik einteilen? Gegenwärtig stehen sich darin noch zwei große Gebiete gegenüber: die Mechanik und die Elektrodynamik, oder wie man auch sagt: die Physik der Materie und die Physik des Äthers. Erstere umfaßt zugleich mit die Akustik, die Körperwärme, die chemischen Erscheinungen, letztere den Magnetismus, die Optik und die strahlende Wärme. Wird diese Einteilung die endgültige sein? Ich glaube es nicht, und zwar deshalb nicht, weil diese beiden Gebiete sich gar nicht scharf voneinander abgrenzen lassen. Gehören z. B. die Vorgänge der Lichtemission zur Mechanik oder zur Elektrodynamik? oder: in welches Gebiet soll man die Bewegungsgesetze der Elektronen rechnen? Vielleicht möchte man auf den ersten Blick sagen: zur Elektrodynamik, da bei den Elektronen doch die ponderable Materie gar keine Rolle spielt. Aber man richte sein Augenmerk nur etwa auf die Bewegungen der freien Elektronen in Metallen. Da wird man z. B. beim Studium der Untersuchungen von H. A. Lorentz finden, daß die Gesetze derselben weit besser in die kinetische Gastheorie als in die Elektrodynamik hineinpassen. Überhaupt scheint mir der ursprüngliche Gegensatz zwischen Äther und Materie etwas im Schwinden begriffen zu sein. Elektrodynamik und Mechanik stehen sich gar nicht so ausschließend gegenüber, wie das in weiteren Kreisen gewöhnlich angenommen wird, wo sogar schon von einem Kampf zwischen der mechanischen und der elektrodynamischen Weltanschauung gesprochen wird. Die Mechanik bedarf zu ihrer Begründung prinzipiell nur der Begriffe des Raums, der Zeit und dessen, was sich bewegt, mag man es nun als Substanz oder als Zustand bezeichnen. Die nämlichen Begriffe kann aber auch die Elektrodynamik nicht entbehren. Eine passend verallgemeinerte Auffassung der Mechanik könnte daher sehr wohl auch die Elektrodynamik mit umschließen, und in der Tat sprechen mancherlei Anzeichen dafür, daß diese beiden schon jetzt teilweise ineinander übergreifenden Gebiete sich schließlich zu einem einzigen, zur allgemeinen Dynamik, vereinigen werden.

Wenn also der Gegensatz zwischen Äther und Materie einmal überbrückt ist, welcher Gesichtspunkt wird dann in endgültiger Weise der Einteilung des Systems der Physik zugrunde gelegt werden? Nach dem, was wir oben gesehen haben, ist diese Frage zugleich charakteristisch für die ganze Art der Weiterentwicklung unserer Wissenschaft; doch ist es zu ihrer näheren Untersuchung notwendig, daß wir etwas tiefer als bisher in die Eigenart der physikalischen Prinzipien eindringen.

II.

Ich bitte Sie zu diesem Zwecke zunächst mich zu begleiten an denjenigen Punkt, von welchem aus der erste Schritt zur tatsächlichen Verwirklichung des bis dahin nur von den Philosophen postulierten Einheitssystems der Physik gemacht wurde: zum Prinzip der Erhaltung der Energie. Denn der Begriff der Energie ist neben den Begriffen von Raum und Zeit der einzige allen verschiedenen physikalischen Gebieten gemeinsame. Nach allem, was ich oben ausführte, wird es Ihnen erklärlich und fast selbstverständlich erscheinen, daß auch das Energieprinzip ursprünglich, noch vor seiner allgemeinen Formulierung durch Mayer, Joule und Helmholtz, einen anthropomorphen Charakter trug. Seine ersten Wurzeln liegen nämlich schon in der Erkenntnis, daß es keinem Menschen gelingen kann, nutzbare Arbeit aus Nichts zu gewinnen; und diese Erkenntnis ihrerseits entstammt im wesentlichen den Erfahrungen, die gesammelt wurden bei den Versuchen zur Lösung eines technischen Problems: der Erfindung des Perpetuum mobile. Insofern ist das Perpetuum mobile für die Physik von ähnlicher weittragender Bedeutung geworden, wie die Goldmacherkunst für die Chemie, obwohl es nicht die positiven, sondern umgekehrt die negativen Resultate dieser Experimente waren, aus denen die Wissenschaft Vorteil zog. Heute sprechen wir das Energieprinzip ganz ohne Bezugnahme auf menschliche oder technische Gesichtspunkte aus. Wir sagen, daß die Gesamtenergie eines nach außen abgeschlossenen Systems von Körpern eine Größe ist, deren Betrag durch keinerlei innerhalb des Systems sich abspielende Vorgänge vermehrt oder vermindert werden kann, und wir denken gar nicht mehr daran, die Genauigkeit, mit der dieser Satz gilt, abhängig zu machen von der

Feinheit der Methoden, welche wir gegenwärtig besitzen, um die Frage der Realisierung eines Perpetuum mobile experimentell zu prüfen. In dieser streng genommen unbeweisbaren, aber mit elementarer Gewalt sich aufdrängenden Verallgemeinerung liegt die oben besprochene Emanzipation von den anthropomorphen Elementen.

Während so das Energieprinzip als ein fertiges selbständiges Gebilde, losgelöst und unabhängig von den Zufälligkeiten seiner Entwicklungsgeschichte, vor uns steht, ist das nämliche noch keineswegs in gleichem Maße der Fall bei demjenigen Prinzip, welches R. Clausius unter dem Namen des zweiten Hauptsatzes der Wärmetheorie in die Physik eingeführt hat; und gerade der Umstand, daß dieser Satz die Eierschalen seiner Entwicklung auch heute noch nicht vollständig abgestreift hat, verleiht ihm in unserer heutigen Besprechung besonderes Interesse. In der Tat trägt der zweite Hauptsatz der Wärmetheorie, wenigstens in seiner landläufigen Beurteilung, noch entschieden anthropomorphen Charakter. Gibt es doch zahlreiche hervorragende Physiker, welche seine Gültigkeit in Verbindung bringen mit der Unfähigkeit des Menschen, in die Einzelheiten der Molekularwelt einzudringen und es den Maxwellschen Dämonen gleichzutun, welche ohne jeglichen Arbeitsaufwand, lediglich durch rechtzeitiges Vor- und Zurückschieben eines kleinen Riegels, die schnelleren Moleküle eines Gases von den langsameren zu trennen vermögen. Man braucht aber kein Prophet zu sein, um mit Sicherheit vorauszusagen, daß der Kern des zweiten Hauptsatzes mit menschlichen Fähigkeiten nichts zu tun hat und daß daher auch seine endgültige Formulierung in einer Weise erfolgen muß und erfolgen wird, welche keinerlei Bezugnahme auf die Ausführbarkeit irgendwelcher Naturprozesse durch Menschenkunst enthält. Zu dieser Emanzipation des zweiten Hauptsatzes werden, wie ich hoffe, auch die folgenden Ausführungen etwas beitragen können.

Gehen wir zunächst etwas näher auf den Inhalt des zweiten Hauptsatzes und seine Beziehung zum Energieprinzip ein. Während das Energieprinzip den Ablauf der natürlichen Vorgänge dadurch beschränkt, daß es niemals Schöpfung oder Vernichtung von Energie, sondern nur Umwandlungen von Energie zuläßt, geht der zweite Hauptsatz in der Beschränkung noch weiter, indem er nicht alle Arten von Umwandlungen, sondern gewisse nur unter gewissen Bedingungen gestattet. So läßt sich mechanische Arbeit vollständig und ohne weiteres in Wärme verwandeln, z. B. durch Reibung, aber nicht umgekehrt Wärme ohne weiteres in Arbeit. Wäre das nämlich möglich, so könnte man etwa die Wärme des Erdbodens, die uns ja unbeschränkt zur Verfügung steht, zum Antrieb eines Motors verwenden und hätte dabei den doppelten Vorteil, diesen Motor, da er den Erdboden abkühlt, zugleich als Kältemaschine benutzen zu können.

Aus der erfahrungsgemäßen Unmöglichkeit eines derartigen Motors, der auch als ein Perpetuum mobile zweiter Art bezeichnet wird, geht nun mit Notwendigkeit hervor, daß es Vorgänge in der Natur gibt, die auf keinerlei Weise vollständig rückgängig gemacht werden können. Denn ließe sich z. B. ein Reibungsvorgang, durch welchen mechanische Arbeit in Wärme verwandelt ist, mit Hilfe irgendeines, wenn auch noch so komplizierten Apparats auf irgendeine Weise wirklich vollständig rückgängig machen, so wäre eben der betreffende Apparat nichts anderes als der vorhin geschilderte Motor: ein Perpetuum mobile zweiter Art. Dies erhellt unmittelbar, wenn man sich deutlich vorstellt, was der Apparat leisten würde: Verwandlung von Wärme in Arbeit ohne jegliche anderweitig zurückbleibende Veränderung.

Nennen wir einen solchen Vorgang, der sich auf keinerlei Weise vollständig rückgängig machen läßt, einen irreversibeln Prozeß, alle übrigen Vorgänge reversible Prozesse, so treffen wir gerade den Kernpunkt des zweiten Hauptsatzes der Wärmetheorie, wenn wir sagen, daß es in der Natur irreversible Prozesse gibt. Demnach haben die Veränderungen in der Natur eine einseitige Richtung: mit jedem einzelnen irreversibeln Prozeß macht die Welt einen Schritt vorwärts, dessen Spuren unter keinen Umständen vollständig zu verwischen sind. Beispiele irreversibler Prozesse sind außer der Reibung die Wärmeleitung, die Diffusion, die Elektrizitätsleitung, die Emission von Licht- und Wärmestrahlung, der Atomzerfall radioaktiver Substanzen u. a. Beispiele reversibler Prozesse sind dagegen die Planetenbewegung, der freie Fall im luftleeren Raum, die ungedämpfte Pendelbewegung, die Fortpflanzung von Licht- und Schallwellen ohne Absorption und Beugung, die ungedämpften elektrischen Schwingungen u. a. Denn alle diese Vorgänge sind entweder schon an sich periodisch, oder sie lassen sich doch durch geeignete Vorrichtungen vollständig rückgängig machen, so daß keinerlei Veränderung in der Natur zurückbleibt, z. B. der freie Fall eines Körpers dadurch, daß man die erlangte Geschwindigkeit benutzt, um ihn wieder auf die ursprüngliche Höhe zu heben, eine Licht- oder Schallwelle dadurch, daß man sie in geeigneter Weise an vollkommenen Spiegeln reflektieren läßt.

Welches sind nun die allgemeinen Eigenschaften und Kennzeichen der irreversibeln

Prozesse? und welches ist das allgemeine quantitative Maß der Irreversibilität? Diese Frage ist in der verschiedensten Weise geprüft und beantwortet worden, und gerade das Studium ihrer Geschichte bietet einen besonders charakteristischen Einblick in den typischen Entwicklungsgang einer allgemeinen physikalischen Theorie. Ebenso wie man ursprünglich durch das technische Problem des Perpetuum mobile auf die Spur des Energieprinzips gekommen war, so leitete auch wieder ein technisches Problem: das der Dampfmaschine, zur Unterscheidung zwischen irreversibeln und reversibeln Prozessen hin. Schon Sadi Carnot erkannte, obwohl er eine unzutreffende Vorstellung von der Natur der Wärme benutzte, daß die irreversibeln Prozesse unökonomischer sind als die reversibeln, oder daß bei einem irreversibeln Prozeß eine gewisse Gelegenheit, mechanische Arbeit aus Wärme zu gewinnen, ungenützt gelassen wird. Was lag nun näher als der Gedanke, für das Maß der Irreversibilität eines Prozesses ganz allgemein das Quantum derjenigen mechanischen Arbeit festzusetzen, welche durch ihn definitiv verloren geht? Für reversible Prozesse wäre dann natürlich die definitiv verlorene Arbeit gleich Null zu setzen. Diese Auffassung hat sich in der Tat für gewisse spezielle Fälle, z. B. für isotherme Prozesse, als nützlich erwiesen, sie ist daher bis zum heutigen Tag in gewissem Ansehen geblieben; für den allgemeinen Fall jedoch hat sie sich als unbrauchbar und sogar irreführend gezeigt. Dies hat darin seinen Grund, daß die Frage nach der bei einem bestimmten irreversibeln Prozeß verlorenen Arbeit gar nicht in bestimmter Weise zu beantworten ist, solange nicht näher angegeben wird, aus welcher Energiequelle denn die betreffende Arbeit hätte gewonnen werden sollen.

Ein Beispiel wird dies klar machen. Die Wärmeleitung ist ein irreversibler Prozeß, oder, wie Clausius es ausdrückt: Wärme kann nicht ohne Kompensation aus einem kälteren in einen wärmeren Körper übergehen. Welches ist nun die Arbeit, welche definitiv verloren geht, wenn die Wärmemenge Q durch direkte Leitung aus einem wärmeren Körper von der Temperatur T_1 in einen kälteren Körper von der Temperatur T_2 übergeht? Um diese Frage zu beantworten, benützen wir den genannten Wärmeübergang zur Ausführung eines reversibeln Carnotschen Kreisprozesses zwischen den beiden Körpern als Wärmereservoiren. Dabei wird bekanntlich eine gewisse Arbeit gewonnen, und diese Arbeit ist es gerade, welche wir suchen; denn sie geht eben bei der direkten Überführung der Wärme durch Leitung verloren. Aber diese Arbeitsgröße hat gar keinen bestimmten Wert, ehe wir nicht wissen, woher die Arbeit stammen soll, ob z. B. aus dem wärmeren Körper oder aus dem kälteren Körper oder ob irgend anders woher. Man bedenke nämlich, daß die von dem wärmeren Körper abgegebene Wärme bei dem reversibeln Kreisprozeß ja gar nicht gleich ist der von dem kälteren Körper aufgenommenen Wärme, weil doch ein gewisser Betrag Wärme in Arbeit verwandelt wird, und man kann mit genau demselben Rechte die gegebene, beim direkten Leitungsprozeß übergeführte Wärmemenge Q mit der vom wärmeren Körper abgegebenen oder mit der vom kälteren Körper aufgenommenen Wärme identifizieren. Je nachdem man das erste oder das zweite tut, erhält man für die Größe der beim Leitungsprozeß verlorenen Arbeit:

$$Q \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_1} \text{ oder } Q \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_2}.$$

Diese Unbestimmtheit hat Clausius auch wohl erkannt und hat daher den einfachen Carnotschen Kreisprozeß entsprechend verallgemeinert durch die Annahme eines dritten Wärmereservoirs, dessen Temperatur nun ganz unbestimmt ist und dementsprechend auch eine unbestimmte Arbeit ergibt[1]).

Wir sehen also, daß der eingeschlagene Weg, die Irreversibilität eines Prozesses mathematisch zu fassen, im allgemeinen nicht zum Ziele führt, und wir sehen zugleich auch den eigentlichen Grund, warum dies nicht gelingen konnte. Die Fragestellung ist zu anthropomorph gefärbt, sie ist zu sehr auf die Bedürfnisse des Menschen zugeschnitten, dem es in erster Linie auf die Gewinnung nutzbarer Arbeit ankommt. Wenn man von der Natur eine bestimmte Antwort haben will, muß man von einem allgemeineren, weniger ökonomisch interessierten Standpunkt aus an sie herantreten. Das wollen wir jetzt zu tun versuchen.

Betrachten wir irgendeinen in der Natur vor sich gehenden Prozeß. Derselbe führt alle daran beteiligten Körper aus einem bestimmten Anfangszustand, den ich den Zustand A nennen will, in einen bestimmten Endzustand B über. Der Prozeß ist entweder reversibel oder irreversibel, ein drittes ist nicht möglich. Ob er aber reversibel oder irreversibel ist, hängt einzig und allein von der Beschaffenheit der beiden Zustände A und B ab, nicht von der Art, wie der Prozeß im übrigen verlaufen ist; denn es kommt dabei nur auf die Beantwortung der Frage an, ob, wenn der Zustand B einmal erreicht ist, die vollständige Rückkehr nach A auf irgendwelche Weise erzielt werden kann oder nicht. Ist nun die vollständige Rückkehr von B nach A nicht möglich, also der Prozeß

1) R. Clausius, Die mechanische Wärmetheorie, 2. Auflage, I. Band, S. 96, 1876.

irreversibel, so ist offenbar der Zustand B in der Natur durch eine gewisse Eigenschaft vor dem Zustand A ausgezeichnet; ich habe mir einmal vor Jahren erlaubt, das so auszudrücken, daß die Natur zum Zustand B eine größere „Vorliebe" besitzt als zum Zustand A. Nach dieser Ausdrucksweise sind solche Prozesse in der Natur durchaus unmöglich, für deren Endzustand die Natur eine kleinere Vorliebe besitzen würde wie für den Anfangszustand. Einen Grenzfall bilden die reversibeln Prozesse; bei ihnen besitzt die Natur die gleiche Vorliebe für den Anfangs- wie für den Endzustand, und der Übergang kann zwischen ihnen beliebig nach beiden Richtungen erfolgen.

Nun handelt es sich darum, eine physikalische Größe zu suchen, deren Betrag als ein allgemeines Maß der Vorliebe der Natur für einen Zustand dienen kann. Es muß dies eine Größe sein, welche durch den Zustand des betrachteten Systems unmittelbar bestimmt ist, ohne daß man irgend etwas über die Vorgeschichte des Systems zu wissen braucht, ebenso wie das bei der Energie, beim Volumen und bei anderen Eigenschaften des Systems zutrifft. Diese Größe würde die Eigentümlichkeit besitzen, bei allen irreversibeln Prozessen zu wachsen, bei allen reversibeln Prozessen dagegen ungeändert zu bleiben, und der Betrag ihrer Änderung bei einem Prozesse würde ein allgemeines Maß liefern für die Irreversibilität des Prozesses.

R. Clausius hat nun diese Größe wirklich aufgefunden und hat sie die „Entropie" genannt. Jedes Körpersystem besitzt in jedem Zustand eine bestimmte Entropie, und diese Entropie bezeichnet die Vorliebe der Natur für den betreffenden Zustand, sie kann bei allen Prozessen, welche innerhalb des Systems vor sich gehen, stets nur wachsen, niemals abnehmen. Will man einen Prozeß betrachten, bei dem auch Einwirkungen von außen auf das System stattfinden, so muß man diejenigen Körper, von denen die Wirkungen ausgehen, als mit zum System gehörig betrachten; dann gilt der Satz wieder in der obigen Form. Dabei ist die Entropie eines Körpersystems einfach gleich der Summe der Entropien der einzelnen Körper, und die Entropie eines einzelnen Körpers wird nach Clausius gefunden mit Hilfe eines gewissen reversiblen Kreisprozesses. Zuleitung von Wärme vergrößert die Entropie eines Körpers, und zwar um den Betrag des Quotienten der zugeführten Wärmemenge durch die Temperatur des Körpers; einfache Kompression dagegen ändert die Entropie nicht.

Um auf das oben besprochene Beispiel der von einem wärmeren Körper mit der Temperatur T_1 einem kälteren Körper mit der Temperatur T_2 direkt zugeleiteten Wärme Q zurückzukommen, so vermindert sich bei diesem Prozeß nach dem eben Gesagten die Entropie des wärmeren Körpers, die des kälteren dagegen wächst, und die Summe beider Änderungen, also die Änderung der Gesamtentropie beider Körper, ist:

$$-\frac{Q}{T_1}+\frac{Q}{T_2}>0.$$

Diese positive Größe gibt also frei von aller Willkür das Maß für die Irreversibilität des Wärmeleitungsprozesses. Derartige Beispiele lassen sich natürlich in unzähliger Menge anführen. Jeder chemische Prozeß liefert einen Beitrag dazu.

So ist der zweite Hauptsatz der Wärmetheorie samt allen seinen Folgerungen zum Prinzip der Vermehrung der Entropie geworden, und es wird Ihnen nun wohl verständlich erscheinen, weshalb ich, anknüpfend an die oben aufgeworfene Frage, meine Meinung dahin ausspreche, daß in der theoretischen Physik der Zukunft die erste, wichtigste Einteilung aller physikalischen Prozesse die in reversible und in irreversible Prozesse sein wird.

In der Tat zeigen alle reversibeln Prozesse, sei es, daß sie in der Materie oder im Äther oder in beiden verlaufen, untereinander eine viel größere Ähnlichkeit als mit irgendeinem irreversibeln Prozeß. Das ergibt sich schon aus der formellen Betrachtung der Differentialgleichungen, welche sie beherrschen. In den Differentialgleichungen der reversibeln Prozesse tritt das Zeitdifferential immer nur in einer geraden Potenz auf, entsprechend dem Umstand, daß das Vorzeichen der Zeit auch umgekehrt werden kann. Das gilt in gleicher Weise für Pendelschwingungen, elektrische Schwingungen, akustische und optische Wellen, wie für Bewegungen von Massenpunkten oder von Elektronen, wenn nur jede Art von Dämpfung ausgeschlossen ist. Hierher gehören aber auch die in der Thermodynamik betrachteten unendlich langsam verlaufenden Prozesse, die aus lauter Gleichgewichtszuständen bestehen, in denen die Zeit überhaupt keine Rolle spielt oder, wie man auch sagen kann, in der nullten Potenz vorkommt, die auch zu den geraden Potenzen zu rechnen ist. Alle diese reversibeln Prozesse haben auch die gemeinsame Eigenschaft, daß sie, wie Helmholtz gezeigt hat, vollständig dargestellt werden durch das Prinzip der kleinsten Wirkung, welches auf jedwede ihren meßbaren Verlauf betreffende Frage eine eindeutige Antwort gibt, und insofern kann man die Theorie der reversibeln Prozesse als eine vollkommen abgeschlossene bezeichnen. Dafür haben die reversibeln Prozesse den Nachteil, daß sie samt und sonders nur ideal sind; in der wirklichen Natur gibt es keinen einzigen reversibeln Prozeß.

da jeder natürliche Vorgang mehr oder minder mit Reibung oder mit Wärmeleitung verknüpft ist. Im Bereich der irreversibeln Prozesse ist aber das Prinzip der kleinsten Wirkung nicht mehr ausreichend; denn das Prinzip der Vermehrung der Entropie bringt in das physikalische Weltbild ein ganz neues, dem Wirkungsprinzip an sich fremdes Element, welches auch eine besondere mathematische Behandlung erfordert. Ihm entspricht der einseitige Verlauf der Vorgänge, die Erreichung eines festen Endzustandes.

Die vorstehenden Erwägungen werden, wie ich hoffe, genügt haben, um es deutlich zu machen, daß der Gegensatz zwischen reversibeln und irreversibeln Prozessen ein viel tiefer liegender ist als etwa der zwischen mechanischen und elektrischen Prozessen, und daß daher dieser Unterschied mit besserem Recht als irgendein anderer zum vornehmsten Einteilungsgrund aller physikalischen Vorgänge gemacht werden und in dem physikalischen Weltbild der Zukunft endgültig die Hauptrolle spielen dürfte. —

Und doch ist die erörterte Klassifizierung noch einer ganz wesentlichen Verbesserung bedürftig. Denn es läßt sich nicht leugnen, daß in der geschilderten Form das System der Physik immer noch mit einer starken Dosis Anthropomorphismus versetzt ist. In der Definition der Irreversibilität sowohl wie auch in der der Entropie wird nämlich Bezug genommen auf die Ausführbarkeit gewisser Veränderungen in der Natur, und das heißt doch im Grunde nichts anderes, als daß die Einteilung der physikalischen Vorgänge abhängig gemacht wird von der Leistungsfähigkeit menschlicher Experimentierkunst, welche doch sicherlich nicht immer auf einer bestimmten Stufe stehen bleibt, sondern sich stetig mehr und mehr vervollkommnet. Wenn also die Unterscheidung zwischen reversibeln und irreversibeln Prozessen wirklich für alle Zeiten bleibende Bedeutung haben soll, so muß sie noch wesentlich vertieft und namentlich unabhängig gemacht werden von jeglicher Bezugnahme auf menschliche Fähigkeiten. Wie das geschehen kann, möchte ich im folgenden besprechen.

III.

Die ursprüngliche Definition der Irreversibilität leidet, wie wir gesehen haben, an dem bedenklichen Mangel, daß sie eine bestimmte Grenze menschlichen Könnens zur Voraussetzung hat, während doch eine solche Grenze in Wirklichkeit gar nicht nachzuweisen ist. Im Gegenteil: das Menschengeschlecht macht alle Anstrengungen, um die gegenwärtigen Grenzen seiner Leistungsfähigkeit stets weiter hinauszurücken, und wir hoffen, daß uns in späteren Zeiten noch mancherlei gelingen wird, was vielleicht vielen jetzt als unausführbar erscheint. Könnte es demnach nicht noch einmal eintreten, daß ein Prozeß, der bis jetzt immer als irreversibel angesehen wird, sich infolge einer neuen Entdeckung oder Erfindung als reversibel erweist? Dann würde das ganze Gebäude des zweiten Hauptsatzes unweigerlich zusammenstürzen, denn die Irreversibilität eines einzigen Prozesses bedingt, wie sich leicht nachweisen läßt, die aller übrigen.

Nehmen wir ein konkretes Beispiel. Die mikroskopisch gut wahrnehmbare höchst merkwürdige zitternde Bewegung, welche kleine, in einer Flüssigkeit suspendierte Partikel ausführen, die sogenannte Brownsche Molekularbewegung, ist nach den neuesten Untersuchungen eine direkte Folge der fortwährenden Stöße der Flüssigkeitsmolekeln gegen die Partikel. Wäre man nun imstande, mit Hilfe irgendeiner sehr feinen Vorrichtung richtend und ordnend, aber ohne merklichen Arbeitsaufwand, auf die einzelnen Partikel derartig einzuwirken, daß aus der ungeordneten Bewegung eine irgendwie geordnete wird, so hätte man ohne Zweifel ein Mittel gefunden, einen Teil der Flüssigkeitswärme ohne Kompensation in grob sichtbare und daher auch nutzbare lebendige Kraft umzuwandeln. Wäre dies nicht ein Widerspruch gegen den zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie? Wenn diese Frage zu bejahen wäre, dann könnte jener Satz doch gewiß nicht mehr den Rang eines Prinzips behaupten, da doch seine Gültigkeit von den Fortschritten der Experimentaltechnik abhinge. Man sieht: das einzige Mittel, um dem zweiten Hauptsatz eine prinzipielle Bedeutung zu sichern, kann nur darin bestehen, daß man den Begriff der Irreversibilität unabhängig macht von allen menschlichen Beziehungen.

Nun geht der Begriff der Irreversibilität zurück auf den Begriff der Entropie; denn irreversibel ist ein Prozeß, wenn er mit einer Zunahme der Entropie verbunden ist. Hierdurch wird das Problem zurückgeführt auf eine geeignete Verbesserung der Definition der Entropie. Nach der ursprünglichen Clausiusschen Definition wird ja die Entropie gemessen durch einen gewissen reversiblen Prozeß, und die Schwäche dieser Definition beruht darauf, daß viele derartige reversible Prozesse, ja im Grunde genommen alle, in Wirklichkeit gar nicht ausführbar sind. Man könnte zwar mit gewissem Recht erwidern, daß es sich hierbei gar nicht um wirkliche Prozesse und um einen wirklichen Physiker handelt, sondern um ideale Prozesse, sogenannte Gedankenexperimente, und um einen idealen Physiker, der sämtliche experimentelle Methoden mit absoluter Genauigkeit handhabt.



Hier liegt nun aber gerade wieder die Schwierigkeit. Wie weit reichen denn derartige ideale Messungen des idealen Physikers? Daß man ein Gas komprimiert mit einem Druck, der dem Druck des Gases gleich ist, und es erwärmt aus einem Wärmereservoir, welches die nämliche Temperatur besitzt wie das Gas, läßt sich noch mit Hilfe eines geeigneten Grenzüberganges verstehen, aber daß man z. B. einen gesättigten Dampf durch isotherme Kompression auf reversiblem Wege in Flüssigkeit verwandelt, ohne daß jemals ein Teil des Dampfes sich kondensiert, wie das bei gewissen Betrachtungen in der Thermodynamik vorausgesetzt wird, muß schon bedenklich erscheinen. Noch viel auffallender jedoch ist das, was in der physikalischen Chemie an Gedankenexperimenten dem Theoretiker zugetraut wird. Mit seinen semipermeabeln Wänden, die in Wirklichkeit nur unter ganz speziellen Umständen und dann nur mit gewisser Annäherung existieren, trennt er auf reversiblem Wege nicht nur alle beliebigen verschiedenen Molekülarten, einerlei ob sie in stabilem oder in labilem Zustand sich befinden, sondern sogar die entgegengesetzt geladenen Ionen voneinander und von den undissoziierten Molekülen, und er läßt sich dabei weder durch die enormen elektrostatischen Kräfte stören, welche sich einer solchen Trennung widersetzen, noch durch den Umstand, daß in Wirklichkeit sofort beim Beginn der Trennung die Moleküle sich wieder zum Teil dissoziieren, die Ionen sich wieder zum Teil vereinigen. Solche ideale Prozesse sind aber durchaus notwendig, um die Entropie der undissoziierten Moleküle mit der Entropie der dissoziierten Moleküle vergleichen zu können. Fürwahr, es muß fast wundernehmen, daß alle diese kühnen Gedankengänge die Prüfung ihrer Resultate durch die Erfahrung so gut bestanden haben.

Bedenkt man aber andrerseits, daß in allen diesen Resultaten jede Bezugnahme auf die wirkliche Ausführbarkeit jener idealen Prozesse wieder verschwunden ist — es sind ja nur Beziehungen zwischen direkt meßbaren Größen, wie Temperatur, Wärmetönung, Konzentration usw. —, so ist die Vermutung nicht von der Hand zu weisen, daß vielleicht die ganze vorübergehende Einführung solcher idealer Prozesse im Grunde einen Umweg bedeutet, und daß der eigentliche Inhalt des Prinzips der Vermehrung der Entropie mit allen seinen Konsequenzen von dem ursprünglichen Begriff der Irreversibilität oder von der Unmöglichkeit des Perpetuum mobile zweiter Art ebensowohl losgelöst werden kann wie das Prinzip der Erhaltung der Energie sich losgelöst hat von dem Satz der Unmöglichkeit des Perpetuum mobile erster Art.

Diesen Schritt: die Emanzipierung des Entropiebegriffes von menschlicher Experimentierkunst und dadurch die Erhebung des zweiten Hauptsatzes zu einem realen Prinzip, vollzogen zu haben ist das wissenschaftliche Lebenswerk Ludwig Boltzmanns. Er besteht, kurz gesagt, in der allgemeinen Zurückführung des Begriffes der Entropie auf den Begriff der Wahrscheinlichkeit. Dadurch erklärt sich zugleich auch die Bedeutung des oben von mir aushilfsweise gebrauchten Wortes: „Vorliebe" der Natur für einen bestimmten Zustand. Die Natur zieht eben wahrscheinlichere Zustände den minder wahrscheinlichen vor, indem sie nur Übergänge in der Richtung größerer Wahrscheinlichkeit ausführt. Die Wärme geht von einem Körper höherer Temperatur zu einem Körper tieferer Temperatur über, weil der Zustand gleicher Temperaturverteilung wahrscheinlicher ist als jeder Zustand ungleicher Temperaturverteilung.

Die Berechnung einer bestimmten Größe der Wahrscheinlichkeit für jeden Zustand eines Körpersystems wird ermöglicht durch die Einführung der atomistischen Theorie und der statistischen Betrachtungsweise. Für die Wechselwirkungen der einzelnen Atome könnten dann die bekannten Gesetze der allgemeinen Dynamik, Mechanik und Elektrodynamik zusammen genommen, gelten.

Durch diese Auffassung wird mit einem Schlage der zweite Hauptsatz der Wärmetheorie aus seiner isolierten Stellung gerückt, das Geheimnisvolle an der Vorliebe der Natur verschwindet und das Entropieprinzip knüpft sich als ein wohlfundierter Satz der Wahrscheinlichkeitsrechnung an die Einführung der Atomistik in das physikalische Weltbild.

Freilich ist nicht zu leugnen, daß dieser weitere Schritt in der Vereinheitlichung des Weltbildes abermals mit mancherlei Opfern erkauft ist. Das vornehmste Opfer ist wohl der Verzicht auf eine wirklich vollständige Beantwortung aller auf die Einzelheiten eines physikalischen Vorganges bezüglichen Fragen, wie sie jede bloß statistische Behandlungsweise mit sich bringt. Denn wenn wir nur mit Mittelwerten rechnen, erfahren wir nichts von den einzelnen Elementen, aus denen sie gebildet sind.

Ein zweiter bedenklicher Nachteil scheint zu liegen in der Einführung zweier verschiedener Arten der ursächlichen Verknüpfung physikalischer Zustände: einerseits der absoluten Notwendigkeit, andererseits der bloßen Wahrscheinlichkeit ihres Zusammenhangs. Wenn eine ruhende schwere Flüssigkeit einem tieferen Niveau zustrebt, so ist das nach dem Satz der Erhaltung der Energie eine notwendige Folge des Umstandes, daß sie nur dann in Bewegung geraten, d. h. kinetische Energie gewinnen kann, wenn die potentielle Energie verkleinert wird, also ihr Schwerpunkt tiefer rückt. Wenn aber ein wärmerer Körper an einen ihn be-

rührenden kälteren Körper Wärme abgibt, so ist das nur enorm wahrscheinlich, keineswegs absolut notwendig; denn es lassen sich sehr wohl ganz spezielle Anordnungen und Geschwindigkeitszustände der Atome ersinnen, bei denen gerade das Umgekehrte eintritt. Boltzmann hat hieraus die Konsequenz gezogen, daß solche eigentümlichen Vorgänge, die dem zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie zuwiderlaufen, in der Natur wohl vorkommen könnten, und hat ihnen daher in seinem physikalischen Weltbild einen Platz offen gelassen. Das ist nun allerdings ein Punkt, in welchem man nach meiner Meinung ihm nicht zu folgen braucht. Denn eine Natur, in welcher solche Dinge passieren, wie das Zurückströmen der Wärme in den wärmeren Körper oder die spontane Entmischung zweier ineinander diffundierter Gase, wäre eben nicht mehr unsere Natur. Solange wir es nur mit letzterer zu tun haben, werden wir wohl besser fahren, wenn wir solche seltsame Vorgänge nicht zulassen, sondern umgekehrt diejenige allgemeine Bedingung aufsuchen und als in der Natur realisiert annehmen, welche jene allen Erfahrungen zuwiderlaufenden Phänomene von vornherein ausschließt. Boltzmann selber hat jene Bedingung für die Gastheorie formuliert, es ist, ganz allgemein gesprochen, die „Hypothese der elementaren Unordnung“ oder kurz ausgedrückt die Voraussetzung, daß die einzelnen Elemente, mit denen die statistische Betrachtung operiert, sich vollständig unabhängig voneinander verhalten. Mit der Einführung dieser Bedingung ist die Notwendigkeit alles Naturgeschehens wieder hergestellt; denn ihre Erfüllung zieht nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeitsrechnung die Vermehrung der Entropie als direkte Konsequenz nach sich, so daß man das Wesen des zweiten Hauptsatzes der Wärmetheorie auch geradezu als das Prinzip der elementaren Unordnung bezeichnen kann. In dieser Formulierung kann das Entropieprinzip ebensowenig jemals zu einem Widerspruch führen, wie die auf rein mathematischer Grundlage ruhende Wahrscheinlichkeitsrechnung, aus der es abgeleitet ist.

Wie hängt nun die Wahrscheinlichkeit eines Systems mit seiner Entropie zusammen? Das ergibt sich einfach aus dem Satze, daß die Wahrscheinlichkeit zweier voneinander unabhängiger Systeme durch das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten ($W = W_1 W_2$), die Entropie aber durch die Summe der Einzelentropieen ($S = S_1 + S_2$) dargestellt wird. Demnach ist die Entropie proportional dem Logarithmus der Wahrscheinlichkeit ($S = k \log W$). Dieser Satz eröffnet den Zugang zu einer neuen, über die Hilfsmittel der gewöhnlichen Thermodynamik weit hinausreichenden Methode, die Entropie eines Systems in einem gegebenen Zustand zu berechnen. Namentlich erstreckt sich hiernach die Definition der Entropie nicht allein auf Gleichgewichtszustände, wie sie in der gewöhnlichen Thermodynamik fast ausschließlich betrachtet werden, sondern ebensowohl auch auf beliebige dynamische Zustände, und man braucht zur Berechnung der Entropie nicht mehr wie bei Clausius einen reversiblen Prozeß auszuführen, dessen Realisierung stets mehr oder weniger zweifelhaft erscheint, sondern man ist unabhängig von allen Künsten menschlicher Technik. Das Anthropomorphe ist mit einem Worte aus dieser Definition völlig ausgemerzt, und damit der zweite Hauptsatz ebenso wie der erste auf eine reale Basis gestellt.

Die Fruchtbarkeit der neuen Definition der Entropie hat sich aber nicht allein in der kinetischen Gastheorie, sondern auch in der Theorie der strahlenden Wärme gezeigt, da sie zur Aufstellung von Gesetzen geführt hat, die mit der Erfahrung gut übereinstimmen. Daß auch die strahlende Wärme eine Entropie besitzt, folgt schon daraus, daß ein Körper, der Wärmestrahlen emittiert, eine Einbuße von Wärme, also eine Abnahme seiner Entropie erfährt. Da die gesamte Entropie eines Systems nur wachsen kann, so muß demnach ein Teil der Entropie des ganzen Systems in der ausgestrahlten Wärme enthalten sein. Daher besitzt auch jeder monochromatische Strahl eine bestimmte nur von seiner Helligkeit abhängige Temperatur; es ist diejenige Temperatur, welche ein schwarzer Körper besitzt, der Strahlen von der nämlichen Helligkeit emittiert. Der Hauptunterschied zwischen der Strahlungstheorie und der kinetischen Theorie liegt darin, daß bei der strahlenden Wärme die Elemente, deren Unordnung die Entropie bedingt, nicht mehr wie bei den Gasen die Atome sind, sondern die äußerst zahlreichen einfachen sinusförmigen Partialschwingungen, aus denen jeder Licht- und Wärmestrahl, auch der homogenste, zusammengesetzt gedacht werden kann.

Für die Gesetze der Wärmestrahlung im freien Äther ist besonders bemerkenswert, daß die in ihnen auftretenden Konstanten, ebenso wie die Gravitationskonstante, einen universellen Charakter besitzen insofern, als sie unabhängig sind von der Bezugnahme auf irgendeine spezielle Substanz oder irgendeinen speziellen Körper. Daher ist mit ihrer Hilfe die Möglichkeit gegeben, Einheiten für Länge, Zeit, Masse, Temperatur aufzustellen, welche ihre Bedeutung für alle Zeiten und für alle, auch für außerirdische und außermenschliche Kulturen notwendig behalten müssen. Dasselbe gilt nämlich bekanntlich keineswegs von den Einheiten unseres gebräuchlichen Maßsystems. Denn diese sind, obwohl sie gewöhnlich als die absoluten Einheiten bezeichnet werden, doch durchweg den

speziellen Verhältnissen unserer gegenwärtigen irdischen Kultur angepaßt. Das Zentimeter ist dem jetzigen Umfang unseres Planeten entnommen, die Sekunde der Zeit seiner Umdrehung, das Gramm dem Wasser als dem Hauptbestandteil der Erdoberfläche, die Temperatur den Fundamentalpunkten des Wassers. Jene Konstanten aber sind derart, daß auch die Marsbewohner und überhaupt alle in unserer Natur vorhandenen Intelligenzen notwendig einmal auf sie stoßen müssen, — wenn sie nicht schon darauf gestoßen sind.

Noch eines weiteren höchst merkwürdigen Aufschlusses will ich hier gedenken, den das Wesen der Entropie durch ihre Verknüpfung mit der Wahrscheinlichkeit erfahren hat. Der oben benutzte Satz, daß die Wahrscheinlichkeit zweier Systeme das Produkt ist der Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Systeme, gilt bekanntlich nur für den Fall, daß die beiden Systeme im Sinne der Wahrscheinlichkeitsrechnung unabhängig voneinander sind; im anderen Fall ist die Wahrscheinlichkeit eine andere. Daher sollte man vermuten, daß in gewissen Fällen die Gesamtentropie zweier Systeme verschieden ist von der Summe der Einzelentropien. Der Nachweis, daß solche Fälle wirklich in der Natur vorkommen, ist kürzlich in der Tat von Max Laue geliefert worden. Zwei ganz oder teilweise „kohärente" Lichtstrahlen (die der nämlichen Lichtquelle entstammen) sind im Sinne der Wahrscheinlichkeitsrechnung nicht unabhängig voneinander, weil durch die Partialschwingungen des einen Strahles die des anderen zum Teil mitbestimmt sind. Nun kann man tatsächlich eine einfache optische Vorrichtung ersinnen, durch welche erreicht wird, daß zwei kohärente Strahlen von beliebiger Temperatur sich direkt in zwei andere verwandeln, die eine größere Temperaturdifferenz besitzen. Also der alte Clausiussche Grundsatz, daß Wärme nicht ohne Kompensation von einem kälteren zu einem wärmeren Körper gehen kann, gilt nicht für kohärente Wärmestrahlen. Aber das Prinzip der Vermehrung der Entropie behält auch hier seine Gültigkeit; nur ist die Entropie der ursprünglichen Strahlen nicht gleich der Summe ihrer Einzelentropien, sondern kleiner[1]).

Ganz ähnlich verhält es sich nun offenbar mit der oben aufgeworfenen Frage nach der eventuellen Umwandlung der Brownschen Molekularbewegung in nutzbare Arbeit. Denn eine Vorrichtung, welche richtend und ordnend auf die einzelnen bewegten Partikel wirken würde, mag sie nun technisch herstellbar sein oder nicht, sie wäre jedenfalls, sobald sie in Funktion tritt, mit den Bewegungen der Partikel in gewissem Sinne „kohärent", und deshalb würde es keineswegs einen Widerspruch gegen den zweiten Hauptsatz bedeuten, wenn aus ihrer Wirksamkeit nutzbare lebendige Kraft hervorginge. Man hat nur zu berücksichtigen, daß die Entropie der Molekularbewegung sich nicht einfach zu der Entropie jener Vorrichtung hinzuaddieren würde.

Derartige Betrachtungen zeigen, wie vorsichtig man bei der Berechnung der Entropie eines zusammengesetzten Systems aus den Entropien der Teilsysteme zu verfahren hat. Man muß streng genommen bei jedem Teilsystem erst fragen, ob nicht vielleicht an irgendeiner anderen Stelle des ganzen Systems ein kohärentes Teilsystem vorhanden ist; sonst könnten sich im Falle einer Wechselwirkung der beiden Teilsysteme ganz unerwartete, dem Entropieprinzip scheinbar widersprechende Vorgänge ereignen. Kommen aber die beiden Teilsysteme nicht zur Wechselwirkung, so würde der durch die Nichtbeachtung ihrer Kohärenz begangene Fehler gar nicht bemerklich werden.

Wird man durch diese eigentümlichen Folgeerscheinungen der Kohärenz nicht unwillkürlich an die geheimnisvollen Wechselbeziehungen im geistigen Leben erinnert, die häufig ganz verborgen bleiben und daher auch ohne Nachteil ignoriert werden können, die aber, falls einmal besondere äußere Umstände zusammentreffen, zu ganz ungeahnten Wirkungen sich entfalten können?

Ja, wenn wir einmal unserer Phantasie freien Lauf lassen wollten, so dürften wir die Möglichkeit nicht von der Hand weisen, daß vielleicht in Entfernungen, deren Größe durch keine unserer Messungsmethoden faßbar ist, zu der uns umgebenden Körperwelt gewisse kohärente Körper existieren, die, solange sie von den unserigen getrennt bleiben, sich ebenso wie diese durchaus normal verhalten, sobald sie aber mit ihnen in Wechselwirkung treten würden, scheinbare, aber auch nur scheinbare Ausnahmen vom Entropieprinzip hervorrufen könnten. Auf diese Weise könnte die von seiten des zweiten Hauptsatzes drohende Gefahr des allgemeinen Wärmetodes, welche vielen Physikern und Philosophen diesen Satz unsympathisch gemacht hat, abgewendet werden, ohne daß seine Allgemeingültigkeit überhaupt angetastet zu werden braucht. Aber auch ohne dieses künstliche Auskunftsmittel scheint mir schon wegen der unbegrenzten Ausdehnung der unserer Beobachtung zugänglichen Welt jene Gefahr nicht irgendwelcher Beunruhigung wert zu sein; harren doch gegenwärtig viele weit dringendere Fragen ihrer Bearbeitung.

1) M. Laue, Ann. d. Phys. **20**, 365, 1906; **23**, 1, 795, 1907; Verh. d. Dtsch. Physik. Ges. **9**, 606, 1907; diese Ztschr. **9**, 778, 1908.

IV.

Ich habe versucht, Ihnen in Kürze einige der Grundlinien anzudeuten, welche das physikalische Weltbild der Zukunft vermutlich einmal aufweisen wird. Überschauen wir nun rückwärts blickend die Wandlungen, welche das Weltbild im Laufe der Entwicklung der Wissenschaft durchgemacht hat und vergegenwärtigen wir uns wieder die oben gefundenen charakteristischen Merkmale dieser Entwicklung, so muß man zugeben, daß das Zukunftsbild gegenüber der bunten Farbenpracht des ursprünglichen Bildes, welches den mannigfachen Bedürfnissen des menschlichen Lebens entsprossen war und zu welchem alle spezifischen Sinnesempfindungen ihren Beitrag beigesteuert hatten, merklich abgeblaßt und nüchtern, der unmittelbaren Evidenz beraubt erscheint, und dies ist für die Verwertung in einer exakten Wissenschaft ein schwerer Nachteil. Dazu kommt noch der gravierende Umstand, daß eine absolute Ausschaltung der Sinnesempfindungen ja gar nicht möglich ist, da wir doch die anerkannte Quelle aller unserer Erfahrungen nicht verstopfen können, daß also von einer direkten Erkenntnis des Absoluten gar nicht die Rede sein kann.

Welches ist denn nun das eigentümliche Moment, welches trotz dieser offenbaren Nachteile dem zukünftigen Weltbild dennoch einen so entscheidenden Vorrang verschafft, daß es sich gegen alle früheren durchsetzen kann? — Es ist nichts anderes als die Einheit des Bildes. Die Einheit in bezug auf alle Einzelzüge des Bildes, die Einheit in bezug auf alle Orte und Zeiten, die Einheit in bezug auf alle Forscher, alle Nationen, alle Kulturen.

Sehen wir nämlich genauer zu, so glich das alte System der Physik gar nicht einem einzigen Bild, sondern viel eher einer Gemäldesammlung; denn für jede Klasse von Naturerscheinungen hatte man ein besonderes Bild. Und diese verschiedenen Bilder hingen nicht miteinander zusammen; man konnte eins von ihnen entfernen, ohne die anderen zu beeinträchtigen. Das wird in dem zukünftigen physikalischen Weltbild nicht möglich sein. Kein einziger Zug desselben wird als unwesentlich fortgelassen werden können, jeder ist vielmehr unentbehrlicher Bestandteil des Ganzen und besitzt als solcher eine bestimmte Bedeutung für die beobachtete Natur, und umgekehrt wird und muß jede beobachtbare physikalische Erscheinung in dem Bilde einen ihr genau entsprechenden Platz finden. Hierin liegt ein wesentlicher Unterschied gegenüber gewöhnlichen Bildern, die wohl in gewissen, aber durchaus nicht in allen Zügen dem Original zu entsprechen brauchen, — ein Unterschied, der, wie ich glaube, bisweilen auch in Physikerkreisen nicht genug beachtet wird. Findet man doch gerade in der neueren Fachliteratur gelegentlich Bemerkungen wie die, man müsse bei Anwendungen der Elektronentheorie oder der kinetischen Gastheorie sich stets gegenwärtig halten, daß sie nur ein angenähertes Bild der Wirklichkeit zu geben beanspruche. Wenn diese Bemerkung etwa so ausgelegt würde, daß man nicht von allen Konsequenzen der kinetischen Gastheorie eine Anpassung an die Erfahrungstatsachen verlangen dürfe, so würde eine solche Auffassung auf einem argen Mißverständnis beruhen.

Als Rudolf Clausius um die Mitte des vorigen Jahrhunderts aus den Grundannahmen der kinetischen Gastheorie gefolgert hatte, daß die Geschwindigkeiten der Gasmolekeln bei gewöhnlichen Temperaturen sich nach Hunderten von Metern pro Sekunde bemessen, wurde ihm als Einwand entgegengehalten, daß zwei Gase nur sehr langsam ineinander diffundieren, und daß lokale Temperaturschwankungen in Gasen sich ebenfalls nur sehr langsam ausgleichen. Da berief sich Clausius zur Stütze seiner Hypothese nicht etwa darauf, daß dieselbe ja nur ein angenähertes Bild der Wirklichkeit vorstellen solle und daß man nicht zu viel von ihr verlangen dürfe, sondern er zeigte durch Berechnung der mittleren freien Weglänge, daß das von ihm entworfene Bild auch in den beiden namhaft gemachten Zügen den physikalischen Beobachtungen wirklich entspricht. Denn er war sich sehr wohl bewußt, daß mit der Feststellung eines einzigen definitiven Widerspruchs die neue Gastheorie ihren Platz im physikalischen Weltbild unwiderruflich verlieren müsse; und das nämliche gilt auch noch heutzutage.

Gerade auf der Berechtigung dieser hohen an das physikalische Weltbild zu stellenden Anforderungen beruht nun offenbar die werbende Kraft, mit der sich dasselbe schließlich die allgemeine Anerkennung erzwingt, unabhängig vom guten Willen des einzelnen Forschers, unabhängig von den Nationalitäten und von den Jahrhunderten, ja unabhängig vom Menschengeschlecht überhaupt. Die letzte Behauptung will allerdings auf den ersten Blick sehr gewagt, wenn nicht absurd erscheinen. Aber erinnern wir uns z. B. unserer früheren gelegentlichen Schlußfolgerung bezüglich der Physik der Marsbewohner, so wird man mindestens zugeben müssen, daß die behauptete Verallgemeinerung nur eine derjenigen ist, wie man sie in der Physik täglich übt, wenn man über das direkt Beobachtete hinaus Schlüsse macht, die nie und nimmer durch menschliche Beobachtungen geprüft werden können, und daß daher jedenfalls jemand, der ihnen Sinn und Beweiskraft ab-

erkennt, sich selber damit von der physikalischen Denkweise lossagt.

Kein Physiker zweifelt wohl an der Zulässigkeit der Behauptung, daß ein mit physikalischer Intelligenz begabtes Geschöpf, welches ein spezifisches Organ für ultraviolette Strahlen besitzt, diese Strahlen als gleichartig mit den sichtbaren anerkennen würde, obwohl noch niemand weder einen ultravioletten Strahl noch ein solches Geschöpf gesehen hat, und kein Chemiker trägt Bedenken, dem auf der Sonne vorhandenen Natrium dieselben chemischen Eigenschaften zuzuschreiben wie dem irdischen Natrium, obwohl er nicht hoffen kann, jemals sein Reagenzglas mit einem Salz von Sonnennatrium zu füllen.

Mit den letzten Ausführungen sind wir schon in die Beantwortung derjenigen Fragen eingetreten, welche ich in meinen einleitenden Worten an den Schluß gestellt habe: Ist das physikalische Weltbild lediglich eine mehr oder minder willkürliche Schöpfung unseres Geistes, oder finden wir uns zu der gegenteiligen Auffassung getrieben, daß es reale, von uns ganz unabhängige Naturvorgänge widerspiegelt? Konkreter gesprochen: Dürfen wir vernünftigerweise behaupten, daß das Prinzip der Erhaltung der Energie in der Natur schon gegolten hat, als noch kein Mensch darüber nachdenken konnte, oder daß die Himmelskörper sich auch dann noch nach dem Gravitationsgesetz bewegen werden, wenn unsere Erde mit allen ihren Bewohnern in Trümmer gegangen ist?

Wenn ich im Hinblick auf alles Bisherige diese Frage mit ja beantworte, so bin ich mir dabei wohl bewußt, daß diese Antwort sich in gewissem Gegensatz befindet zu einer Richtung der Naturphilosophie, die gerade gegenwärtig unter der Führung von Ernst Mach sich großer Beliebtheit gerade in naturwissenschaftlichen Kreisen erfreut. Danach gibt es keine andere Realität als die eigenen Empfindungen, und alle Naturwissenschaft ist in letzter Linie nur eine ökonomische Anpassung unserer Gedanken an unsere Empfindungen, zu der wir durch den Kampf ums Dasein getrieben werden. Die Grenze zwischen Physischem und Psychischem ist lediglich eine praktische und konventionelle, die eigentlichen und einzigen Elemente der Welt sind die Empfindungen[1]).

Halten wir den letzten Satz mit dem zusammen, was wir unserer Überschau über den tatsächlichen Entwicklungsgang der Physik entnommen haben, so gelangen wir notwendig zu dem eigentümlichen Schluß, daß das charakteristische Merkmal dieser Entwicklung seinen Ausdruck findet in der fortschreitenden Eliminierung der eigentlichen Elemente der Welt aus dem physikalischen Weltbilde. Jeder gewissenhafte Physiker müßte demnach stets sorgfältig bemüht sein, das eigene Weltbild als etwas begrifflich Einzigartiges und von allen anderen total Verschiedenes genau zu unterscheiden, und wenn einmal zwei seiner Fachgenossen, die ganz unabhängig voneinander den nämlichen physikalischen Versuch angestellt haben, dabei entgegengesetzte Resultate gefunden zu haben behaupten, was ja gelegentlich vorkommt, so würde er einen prinzipiellen Fehler begehen, wenn er etwa schließen wollte, daß mindestens einer von den beiden im Irrtum befindlich sein muß. Denn der Gegensatz könnte ja auch durch einen Unterschied der beiderseitigen Weltbilder bedingt sein. — Ich glaube nicht, daß ein richtiger Physiker jemals auf solch seltsame Gedankengänge verfallen würde.

Indessen will ich gern zugeben, daß eine erfahrungsgemäß enorme Unwahrscheinlichkeit von der prinzipiellen Unmöglichkeit praktisch nicht abweicht; aber das möchte ich dafür hier um so ausdrücklicher hervorheben, daß die Angriffe, welche von jener Seite her gegen die atomistischen Hypothesen und gegen die Elektronentheorie gerichtet werden, unberechtigt und unhaltbar sind. Ja ich möchte ihnen geradezu die Behauptung entgegensetzen, — und ich weiß, daß ich damit nicht allein stehe —: die Atome, so wenig wir von ihren näheren Eigenschaften wissen, sind nicht mehr und nicht weniger real als die Himmelskörper oder als die uns umgebenden irdischen Objekte; und wenn ich sage: ein Wasserstoffatom wiegt $1,6 \cdot 10^{-24}$ g, so enthält dieser Satz keine geringere Art von Erkenntnis wie der, daß der Mond $7 \cdot 10^{25}$ g wiegt. Freilich kann ich ein Wasserstoffatom weder auf die Wagschale legen noch kann ich es überhaupt sehen, aber den Mond kann ich auch nicht auf die Wagschale legen, und was das Sehen betrifft, so gibt es bekanntlich auch unsichtbare Himmelskörper, deren Masse mehr oder weniger genau gemessen ist; wurde doch ja auch die Masse des Neptun gemessen, noch ehe überhaupt ein Astronom sein Fernglas auf ihn richtete. Eine Methode physikalischer Messung aber, bei der jedwede auf Induktion beruhende Erkenntnis ausgeschaltet ist, existiert überhaupt nicht; das gilt auch für die direkte Wägung. Ein einziger Blick in ein Präzisionslaboratorium zeigt uns die Summe von Erfahrungen und Abstraktionen, welche gerade in einer solchen scheinbar so einfachen Messung enthalten ist.

Es bleibt uns noch übrig zu fragen, woher es denn kommt, daß die Machsche Erkenntnistheorie eine so große Verbreitung unter den Naturforschern gefunden hat. Täusche ich mich nicht, so bedeutet sie im Grunde eine Art

1) Ernst Mach, Beiträge zur Analyse der Empfindungen. Jena 1886, S. 23, 142.

Reaktion gegen die stolzen Erwartungen, die man vor einem Menschenalter, im Gefolge der Entdeckung des Energieprinzips, an die speziell mechanische Naturanschauung geknüpft hatte, wie man sie z. B. in den Schriften Emil du Bois-Reymonds niedergelegt finden kann. Ich will nicht sagen, daß diese Erwartungen nicht manche hervorragende Leistungen von bleibendem Wert gezeitigt haben — ich nenne nur die kinetische Gastheorie —, aber in vollem Umfang genommen haben sie sich doch als übertrieben herausgestellt, ja die Physik hat durch die Einführung der Statistik in ihre Betrachtungen auf eine vollständige Durchführung der Mechanik der Atome grundsätzlich verzichtet. Ein philosophischer Niederschlag der unausbleiblichen Ernüchterung war der Machsche Positivismus. Ihm gebührt in vollem Maße das Verdienst, angesichts der drohenden Skepsis den einzig legitimen Ausgangspunkt aller Naturforschung in den Sinnesempfindungen wiedergefunden zu haben. Aber er schießt über das Ziel hinaus, indem er mit dem mechanischen Weltbild zugleich das physikalische Weltbild überhaupt degradiert.

So fest ich davon überzeugt bin, daß dem Machschen System, wenn es wirklich folgerichtig durchgeführt wird, kein innerer Widerspruch nachzuweisen ist, ebenso sicher scheint es mir ausgemacht, daß seine Bedeutung im Grunde nur eine formalistische ist, welche das Wesen der Naturwissenschaft gar nicht trifft, und dies deshalb, weil ihm das vornehmste Kennzeichen jeder naturwissenschaftlichen Forschung: die Forderung eines konstanten, von dem Wechsel der Zeiten und Völker unabhängigen Weltbildes fremd ist. Das Machsche Prinzip der Kontinuität bietet hierfür keinen Ersatz; denn Kontinuität ist nicht Konstanz.

Das konstante einheitliche Weltbild ist aber gerade, wie ich zu zeigen versucht habe, das feste Ziel, dem sich die wirkliche Naturwissenschaft in allen ihren Wandlungen fortwährend annähert, und in der Physik dürfen wir mit Recht behaupten, daß schon unser gegenwärtiges Weltbild, obwohl es je nach der Individualität des Forschers noch in den verschiedensten Farben schillert, dennoch gewisse Züge enthält, welche durch keine Revolution, weder in der Natur noch im menschlichen Geiste, je mehr verwischt werden können. Dieses Konstante, von jeder menschlichen, überhaupt jeder intellektuellen Individualität Unabhängige ist nun aber das, was wir das Reale nennen. Oder gibt es z. B. heute wirklich noch einen ernst zu nehmenden Physiker, der an der Realität des Energieprinzips zweifelt? Eher umgekehrt: man macht die Anerkennung dieser Realität zu einer Vorbedingung bei der wissenschaftlichen Wertschätzung.

Freilich, darüber, wie weit man gehen darf in der Zuversicht, schon jetzt die Grundzüge des Weltbildes der Zukunft festgelegt zu haben, lassen sich keine allgemeinen Regeln aufstellen. Hier ist die größte Vorsicht am Platze. Aber um diese Fragen handelt es sich erst in zweiter Linie. Worauf es hier einzig und allein ankommt, ist die Anerkennung eines solchen festen, wenn auch niemals ganz zu erreichenden Zieles, und dieses Ziel ist — nicht die vollständige Anpassung unserer Gedanken an unsere Empfindungen, sondern — die vollständige Loslösung des physikalischen Weltbildes von der Individualität des bildenden Geistes. Es ist dies eine etwas genauere Umschreibung dessen, was ich oben die Emanzipierung von den anthropomorphen Elementen genannt habe, um das Mißverständnis auszuschließen, als ob das Weltbild von dem bildenden Geist überhaupt losgelöst werden sollte; denn das wäre ein widersinniges Beginnen.

Zum Schluß noch ein Argument, das vielleicht auf diejenigen, welche trotz alledem den menschlich-ökonomischen Gesichtspunkt als den eigentlich ausschlaggebenden hinzustellen geneigt sind, mehr Eindruck macht als alle bisherigen sachlichen Überlegungen. Als die großen Meister der exakten Naturforschung ihre Ideen in die Wissenschaft warfen: als Nicolaus Copernicus die Erde aus dem Zentrum der Welt entfernte, als Johannes Kepler die nach ihm benannten Gesetze formulierte, als Isaak Newton die allgemeine Gravitation entdeckte, als Ihr großer Landsmann Christian Huygens seine Undulationstheorie des Lichtes aufstellte, als Michael Faraday die Grundlagen der Elektrodynamik schuf, — die Reihe wäre noch lange fortzusetzen — da waren ökonomische Gesichtspunkte sicherlich die allerletzten, welche diese Männer in ihrem Kampfe gegen überlieferte Anschauungen und gegen überragende Autoritäten stählten. Nein — es war ihr felsenfester, sei es auf künstlerischer, sei es auf religiöser Basis ruhender Glaube an die Realität ihres Weltbildes. Angesichts dieser doch gewiß unanfechtbaren Tatsache läßt sich die Vermutung nicht von der Hand weisen, daß, falls das Machsche Prinzip der Ökonomie wirklich einmal in den Mittelpunkt der Erkenntnistheorie gerückt werden sollte, die Gedankengänge solcher führender Geister gestört, der Flug ihrer Phantasie gelähmt und dadurch der Fortschritt der Wissenschaft vielleicht in verhängnisvoller Weise gehemmt werden würde. Wäre es da nicht wahrhaft „ökonomischer“, dem Prinzip der Ökonomie einen etwas bescheideneren Platz anzuweisen? Übrigens werden Sie schon aus der Formulierung dieser Frage ersehen, daß ich selbstverständlich weit davon entfernt bin, die Rücksicht auf die Ökonomie in höherem Sinne außer acht lassen oder gar verbannen zu wollen.

Ja, wir können noch einen Schritt weitergehen. Jene Männer sprachen gar nicht von ihrem Weltbild, sondern sie sprachen von der Welt oder der Natur selbst. Ist nun zwischen ihrer „Welt" und unserem „Weltbild der Zukunft" irgendein erkennbarer Unterschied? Sicherlich nicht. Denn daß es gar keine Methode gibt, einen solchen Unterschied zu prüfen, ist durch Immanuel Kant Gemeingut aller Denker geworden. Der zusammengesetzte Ausdruck „Weltbild" ist nur der Vorsicht halber üblich geworden, um gewisse Illusionen von vornherein auszuschließen. Wir können ihn also, wenn wir uns nur vornehmen, die erforderliche Vorsicht anzuwenden und hinter dem Worte Welt nichts weiter zu suchen als jenes ideale Zukunftsbild, auch wieder durch das einfache Wort ersetzen und gelangen dann zu einer mehr realistischen Ausdrucksweise, die sich nun gerade auch vom ökonomischen Standpunkte aus augenscheinlich weit mehr empfiehlt als der im Grunde äußerst komplizierte und schwer ganz durchzudenkende Machsche Positivismus, und die ja auch tatsächlich von den Physikern stets angewendet wird, wenn sie in der Sprache ihrer Wissenschaft reden. —

Ich habe soeben von Illusionen gesprochen. Nun wäre es ganz gewiß auch von meiner Seite eine arge Illusion, wenn ich hoffen wollte, mit meinen Ausführungen allgemein überzeugt zu haben, ja auch nur allgemein verständlich gewesen zu sein; und ich werde mich also auch sorgfältig hüten, ihr anheim zu fallen. Sicherlich wird über diese prinzipiellen Fragen noch vieles gedacht und geschrieben werden; denn der Theoretiker sind viele, und das Papier ist geduldig. Deshalb wollen wir um so einstimmiger und rückhaltloser dasjenige betonen, was von uns allen ohne Ausnahme jederzeit anerkannt und beherzigt werden muß: das ist in erster Linie die Gewissenhaftigkeit in der Selbstkritik, verbunden mit der Ausdauer im Kampfe für das einmal als richtig Erkannte, in zweiter Linie die ehrliche, auch durch Mißverständnisse nicht zu erschütternde Achtung vor der Persönlichkeit wissenschaftlicher Gegner, und im übrigen das ruhige Vertrauen auf die Kraft desjenigen Wortes, welches seit nunmehr neunzehnhundert Jahren als letztes, untrüglichstes Kennzeichen die falschen Propheten von den wahren scheiden lehrt: An ihren Früchten sollt Ihr sie erkennen!

(Eingegangen 19. Dezember 1908.)

BESPRECHUNGEN.

O. Hecker, Seismometrische Beobachtungen in Potsdam in der Zeit vom 1. Januar bis 31. Dezember 1907. (Veröffentlichungen des Königl. Preußischen Geodätischen Instituts. Neue Folge Nr. 35.) 8. 64 S. Berlin, Reichsdruckerei. 1908.

Die seismischen Störungen wurden wie in den früheren Jahren an zwei Horizontalpendeln und einem Wiechertschen astatischen Pendelseismometer beobachtet. Die Zusammenstellung enthält die aufgezeichneten größeren und kleineren Beben, sowie die mikroseismischen Bodenbewegungen in der üblichen Form.

E. Przybyllok.

Comte de Montessus de Ballore, La science séismologique (Les tremblements de terre). Avec une préface par Ed. Suess. 222 figures et cartes dans le texte et hors texte. 8. VII und 579 S. Paris, Armand Colin. 1907. Broché 16 fr.

In seiner vor etwa zwei Jahren erschienenen Géographie séismologique hatte der Verfasser eine allgemeine Übersicht über den Zusammenhang der seismischen Erscheinungen mit der geologischen Beschaffenheit der Erdoberfläche gegeben. Das vorliegende Werk bildet zu dem früheren gewissermaßen eine Ergänzung; doch ist es allgemeiner gehalten, es will den gegenwärtigen Stand unserer Kenntnisse von den seismischen Erscheinungen dem Leser übermitteln. Eine historische Übersicht über die Entwickelung der Seismologie dient zur Einführung. Der weitere Inhalt ist dann in drei Teile gegliedert, deren erster die der direkten Beobachtung zugänglichen makroseismischen Erscheinungen behandelt, über die naturgemäß das meiste Beobachtungsmaterial vorliegt. Zu den mikroseismischen Bewegungen leitet über eine Beschreibung aller der Instrumente, die zur Beobachtung und Aufzeichnung von Erdbeben benutzt werden. Die Deutung der Seismogramme, die Natur der mikroseismischen Bewegung und ihre Anwendung auf die Erforschung der Konstitution des Erdballs finden hier eingehende Berücksichtigung. Den Schluß bildet dann ein Kapitel praktischer Erdbebenkunde: die Wirkung der großen zerstörenden Beben auf die Erdkruste und in der Folge auch auf die verschiedenen Konstruktionen von Gebäuden. Gerade dieses letzte Kapitel zeichnet das Buch besonders aus vor älteren Werken gleicher Art. Eine große Zahl von Abbildungen erläutert den Text, aber nicht alle stehen auf der Höhe moderner Reproduktionstechnik. Zur Einführung in die Erdbebenkunde wird das Buch sehr geeignet sein und als solches wird es zweifellos

die ihm gebührende Verbreitung und Beachtung finden. E. Przybyllok.

Comité International des poids et mesures. Procès-verbaux des Séances. Deuxième Série. Tome IV. Session de 1907. 8. VI und 225 S. Paris, Gauthier-Villars. 1907.

Travaux et Mémoires du Bureau international des poids et mesures. Publiés sous les auspices du Comité international par le Directeur du bureau. Tome XIII. gr. 4. IX und 344 S. Paris, Gauthier-Villars. 1907.

Die Procès-verbaux enthalten fast ausschließlich Sitzungsberichte und geschäftliche Mitteilungen, von allgemeinerem Interesse sind hingegen die Travaux et Mémoires, in denen die wissenschaftlichen Arbeiten der Mitglieder des Bureaus veröffentlicht werden. In diesem Bande untersucht Chappuis die Beziehungen des Stickstoff- und Kohlensäurethermometers zum Wasserstoffthermometer unter konstantem Volumen, welches seit 1888 der gesamten Thermometrie zugrunde liegt. Die Vergleichung erfolgte indirekt über vier Quecksilberthermometer, deren Fehler bekannt waren. Die hier erhaltenen Daten dienen als Basis für eine eingehende theoretische Untersuchung der Gasthermometer und der Reduktion ihrer Angaben auf die absolute Temperaturskala von Berthelot. Als absoluter Nullpunkt resultiert übrigens 273,08° aus Chappuis' Messungen. Letzterer hat ferner die Ausdehnung des Quecksilbers in einem Hartglasdilatometer und die des Wassers mit demselben Apparat sowie mit einem Platiniridiumdilatometer bestimmt. Die Resultate sind in Tabellen niedergelegt. Die beiden folgenden Arbeiten sind von rein metrologischem Interesse, sie behandeln die Bestimmung der Teilfehler von Maßstäben und die dazu verwendeten Instrumente, sowie die Kalibrierung von Gewichtssätzen. E. Przybyllok.

R. Neuhauß, Lehrbuch der Projektion. Zweite, umgearbeitete Auflage. gr. 8. VIII u. 141 S. mit 71 Abbildungen. Halle a/S., Wilhelm Knapp. 1908. M. 4,—.

Das Buch ist allgemeinverständlich geschrieben, also vornehmlich für den großen Kreis der Nichtphysiker bestimmt, die Vorträge durch Vorführungen von Projektionsbildern ergänzen oder beleben wollen. Es zerfällt in drei Abschnitte, im ersten werden die einzelnen Teile des Projektionsapparates eingehend besprochen, im zweiten Teil Projektionsapparate für besondere Zwecke (Projektion farbiger Bilder, stereoskopische und mikroskopische Projektion) beschrieben, das Schlußkapitel gibt einige praktische Regeln für die Vorführung von Projektionsbildern. Der Leser merkt bald, daß der Verfasser das Buch nicht nach dem beliebten Relata refero zusammengeschrieben hat, sondern daß das meiste aus der eigenen praktischen Erfahrung des Verfassers stammt. Gewiß würde das Buch, besonders im Hinblick darauf, daß es für Laien geschrieben ist, noch gewinnen, wenn ein allgemeines Kapitel mit der Beschreibung des Strahlengangs bei der Projektion der Beschreibung der einzelnen Teile des Projektionsapparates vorausginge. Riesenfeld.

P. Eichmann, Photographische Belichtungstabelle Helios. gr. 16. 73 S. mit 1 Drehscheibe. Berlin, Gustav Schmidt. 1908. Gebunden M. 2,50.

Wie bei Wynnes bekanntem Expositionsmesser „Infallible" ist der wesentliche Bestandteil des Buches eine Drehscheibe, die für jede beliebige Helligkeit und Blendenöffnung die richtige Expositionszeit abzulesen gestattet. Die Berechnung der Expositionszeit mit Hilfe der Belichtungstabelle aber wird dadurch komplizierter und weniger genau, als die mittelst des Photometers, daß die chemische Lichtintensität nicht durch direkte Messung ermittelt wird, sondern aus einer Tabelle entnommen werden muß, in der die Änderung der Belichtungszahl für die verschiedenen Tages- und Jahreszeiten je nach der Bewölkung nach den Messungen von Bunsen und Roscoe berechnet ist. Als Beispiel für die Kritiklosigkeit, mit der die Tabellen zusammengestellt sind, sei erwähnt, daß für Tunis und Kopenhagen die Abweichung von der mitteleuropäischen Zeit (—10 und —19 Minuten) angegeben ist, aber der Einfluß der geographischen Breite nicht berücksichtigt wird. Riesenfeld.

A. v. Hübl, Das Kopieren bei elektrischem Licht. (Enzyklopädie der Photographie Heft 59.) VI u. 56 S. mit 20 Abbildungen im Text und 2 Tafeln. Halle a/S., Wilhelm Knapp. 1908. M. 1,80.

Das vorliegende Werk ist eine kritische Studie, in der die Brauchbarkeit verschiedener Systeme elektrischer Lampen zum Kopieren photographischer Bilder wissenschaftlich untersucht wird. Die gewöhnliche Bogenlampe wird mit der von den Siemens-Schuckert-Werken in den Handel gebrachten Bivoltalampe, der Reginalampe und der Quecksilberdampflampe verglichen. Verfasser findet, daß an Ökonomie die Reginalampe den andern überlegen ist, die Quecksilberdampflampe kommt erst an zweiter Stelle. An ruhigem Brennen aber übertreffen die Quecksilberlampen alle übrigen, auch haben sie den Vorzug, daß sie ein sehr diffuses Licht ausstrahlen. Riesenfeld.

A. Parzer-Mühlbacher, Röntgen-Photographie. (Photographische Bibliothek, Bd. 6.) Zweite, neu bearbeitete Auflage. IV u. 95 S. mit 8 Tafeln und 29 Figuren im Text. Berlin, Gustav Schmidt. 1908. M. 2,50, gebd. M. 3,—.

In dem Buch wird gezeigt, wie der praktische Arzt mit den billigsten und am leichtesten zu beschaffenden Hilfsmitteln ganz brauchbare Röntgenphotographien herstellen kann. Als Elektrizitätsquelle wird eine Influenz-Elektrisiermaschine empfohlen. Riesenfeld.

E. E. Fournier d'Albe, Die Elektronentheorie. Gemeinverständliche Einführung in die moderne Theorie der Elektrizität und des Magnetismus. Autorisierte Übersetzung v. J. Herweg. 8. VI u. 332 S. mit 35 Figuren. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1908. M. 4,80, gebunden M. 5,60

Das vorliegende Werk hält auf seinen reichlich 300 Textseiten wirklich das, was es im Titelblatt verspricht, nämlich ein gemeinverständlicher Führer in die neueren Theorien zu sein. In diesem Sinne verdient es aufrichtig empfohlen zu werden. E. Bose.

Contributions from the Jefferson Physical Laboratory of Harvard University. Bd. 4 für 1906 und Bd. 5 für 1907. Cambridge, Mass. U.S.A.

Dem Referenten liegen zwei neue Bände Arbeiten aus dem Jefferson-Laboratorium vor, welche wie die früheren ein beredtes Zeugnis ablegen von dem regen wissenschaftlichen Leben in diesem Institut.

Die einzelnen Arbeiten entstammen den verschiedensten Gebieten der Physik, z. B. auch der Akustik, wenngleich die Elektrizitätslehre, wie zu erwarten, den Hauptanteil liefert. E. Bose.

B. Donath, Physikalisches Spielbuch für die Jugend. 2. vermehrte und verbesserte Auflage. 8. XVI u. 510 S. mit 166 Abbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1907. M. 5,—, gebunden M. 6.—

Das „Physikalische Spielbuch" ist nach seiner ersten Auflage in dieser Zeitschrift (4, 856, 1903) eingehend gewürdigt worden. Dem damaligen überaus lobenden Urteil hat der Referent nichts hinzuzufügen. Auch die zweite Auflage wird gewiß ihren wohlverdienten Leserkreis finden. E. Bose.

Svante Arrhenius, Untersuchungen über die galvanische Leitfähigkeit der Elektrolyte. (Ostwalds Klassiker. Nr. 160.) Übersetzt von Anna Hamburger und herausgegeben von Otto Sackur. 8. 153 S. mit 6 Figuren. Leipzig, W. Engelmann. 1907. Kart. M. 2.50

Die Nachricht, daß Arrhenius' grundlegende ausführliche Abhandlung, welche den Grundstein zu seiner Dissoziationstheorie der Elektrolyte bildet, nunmehr bequem zugänglich geworden ist, dürfte an dieser Stelle als Hinweis völlig genügen. Hinzufügen möchte Referent jedoch noch, daß die geschickte dem Original vorzüglich angepaßte Übersetzung, sowie die vom Herausgeber beigefügten und von Arrhenius selbst ergänzten Anmerkungen alles Lob verdienen. E. Bose.

Christian Doppler, Abhandlungen. (Ostwalds Klassiker. Nr. 161.) Herausgegeben v. H. A. Lorentz. 8. 195 S. mit 36 Figuren u. 1 Bildnis. Leipzig, W. Engelmann. 1907.

Die wachsende Bedeutung des sogenannten Dopplerschen Prinzips rechtfertigt durchaus die Herausgabe einer Reihe von Abhandlungen Dopplers. Daß der Herausgeber H. A. Lorentz ist und dessen Anmerkungen fast $^1/_6$ des Gesamtumfanges ausmachen, dürfte zugleich die beste Empfehlung sein, die dem Büchlein mitgegeben werden konnte. E. Bose.

G. Bruni, Feste Lösungen und Isomorphismus. 8. VI u. 130 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft. 1908. M. 4,—, gebunden M. 5,—

Ursprünglich ein Vortrag, den der auf dem Gebiete der festen Lösungen rühmlichst bekannte Verfasser vor der chemischen Gesellschaft zu Breslau gehalten hat, stellt das Werkchen in seiner erweiterten und mit zahlreichen Anmerkungen versehenen Form einen überaus wohlgelungenen Überblick über das ganze in Frage kommende Gebiet dar, der als sicherer Führer zur Orientierung über alle hier auftretenden Fragestellungen angelegentlichst empfohlen zu werden verdient. E. Bose.

J. G. Gray, A bibliography of the Works of Sir Isaac Newton. Together with a list of books illustrating his Works. Second edition, revised and enlarged. gr. 8. 80 S. Cambridge, Bowes and Bowes. 1907. 5 sh net.

Nicht nur die Werke Newtons, sondern auch die Arbeiten über seine Werke sind hier in denkbarst vollständiger Weise zusammengestellt. E. Bose.

G. C. Young u. W. H. Young, Der kleine Geometer. Deutsche Ausgabe. Besorgt von S. u. F. Bernstein. 8. XVI u. 239 S. mit 127 Textfiguren u. 3 bunten Tafeln. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. Gebunden M. 3,—

Das vorliegende Büchlein ist ein ganz einzigartiges Werkchen; von einer Mutter für ihre Kinder geschrieben, führt es mit den einfachsten Mitteln der Darstellung in die Geometrie der Ebene und des Raumes ein. Eine besondere Rolle spielt dabei die Herstellung körperlicher Modelle aus Papier, wobei die dem Niveau kindlichen Denkens und kindlicher manueller Leistungsfähigkeit geschickt angepaßte Darstellung trotz aller Einfachheit niemals die mathematische Strenge außer acht läßt.

Bestimmt ist das Buch in erster Linie für Kinder im Alter von 7—8 Jahren unter der Annahme, daß der Unterricht selbst von seiten mathematisch interessierter Eltern erfolgt, die bestrebt sind, ihren Kindern in der Form eines scheinbaren Spiels Gelegenheit zur Ausbildung ihres räumlichen Vorstellungsvermögens und exakten Denkens zu geben. E. Bose.

H. Bock, Die Uhr. Grundlagen und Technik der Zeitmessung. (Aus Natur und Geisteswelt. 216. Bändchen.) 8. IV u. 136 S. mit 47 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. In Leinen gebunden M. 1.25

Der Verfasser hat es in sehr geschickter, dem gemeinverständlichen Grundgedanken der Sammlung durchaus angepaßter Weise verstanden, alles für die exakte Zeitmessung sowohl wie für die Zeitkundgebung wesentliche übersichtlich darzustellen, so daß das reichlich illustrierte Werkchen sich gewiß einen Kreis befriedigter Leser erwerben wird. E. Bose.

W. Louguinine u. A. Schukarew, Méthodes de calorimétrie usitées au Laboratoire thermique de l'Université de Moscou. Traduit du Russe par G. Ter Gazarian. gr. 8. 192 S. Paris, A. Hermann. 1908. 8 fr.

Eine vorzüglich ausgestattete Zusammenstellung über die Apparate und Methoden des Moskauer thermischen Laboratoriums, in Gestalt einer Reihe von Einzelabhandlungen wie gemeinsamen Abhandlungen der beiden Verfasser aus dem Gebiete der exakten Kalorimetrie. Der mit kalorimetrischen Arbeiten Beschäftigte wird sicher manche Anregung aus der vorliegenden Zusammenstellung schöpfen können. E. Bose.

Führer durch die Sammlungen des Deutschen Museums von Meisterwerken der Naturwissenschaft und Technik in München. Quer-Lex.-8. 158 S. mit 55 Abbildungen und 52 Plänen. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. 1 M.

Der nunmehr erschienene Führer durch die Sammlungen des Deutschen Museums von Meisterwerken der Naturwissenschaft und Technik in München bietet nicht nur dem Besucher dieses Museums einen vortrefflichen Wegweiser. Auch wer daheim in dem mit 55 Abbildungen und 52 Saalplänen geschmückten, hübsch ausgestatteten und überaus preiswerten Büchlein liest, wird nicht leer ausgehen. Der Führer enthält nämlich nicht nur eine trockene Aufzählung der Ausstellungsobjekte, sondern auch eine kurze Beschreibung der einzelnen Stücke. Er bietet somit gleichsam einen kurzen Überblick über die Geschichte der Naturwissenschaft und Technik in Einzelbildern. Der Leser lernt die Entwicklung dieser Disziplinen kennen und die Errungenschaften würdigen. Wer dieses empfehlenswerte Werkchen aufmerksam durchgesehen hat, wird bei gelegentlicher Anwesenheit in München sicher nicht versäumen, der wohl einzigartigen Sammlung einen Besuch abzustatten. Max Iklé.

Deutsches Museum von Meisterwerken der Naturwissenschaft und Technik. Bibliothek-Katalog. Lex.-8. IX u. 271 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. 5 M.

Wie das Vorwort angibt, „soll die Bibliothek des Deutschen Museums in ihrer weiteren Ausgestaltung eine Zentralstelle der alten und neuen Literatur werden, soweit diese die exakten Naturwissenschaften sowie die Technik und Industrie umfaßt. — Außer Büchern und Zeitschriften enthält die Bibliothek als besonderen Schatz auch Handschriften bedeutender Gelehrter und Techniker. Im innigsten Anschluß an die Bibliothek soll eine Plansammlung errichtet werden, die als ein Archiv hervorragender Werke der Technik ein ganz besonderes Belehrungsmittel bilden wird. Es ist in Aussicht genommen, nach weiterer Vervollständigung der Bibliothek durch die zu erwartenden Stiftungen sowie nach dem weiteren Ausbau der Plansammlung einen vollständigen Katalog herauszugeben, während dessen gegenwärtige Ausgabe nur als provisorischer Behelf für die Benutzung der Bibliothek dienen soll." —

Dieser provisorische Katalog gibt bereits ein Bild von der Vielseitigkeit und der Reichhaltigkeit der Bibliothek und läßt erkennen, daß die Bibliothek wohl geeignet sein wird, ihren Zweck zu erfüllen, d. h. tatsächlich eine Zentralstelle der alten und neuen naturwissen-

schaftlichen und technischen Literatur zu werden. Die Durchsicht des Kataloges zeigt, wie manche seltene Erscheinung in der Bibliothek zu finden ist. Sie zeigt aber auch die Lücken der Sammlung, und gerade hierdurch dürfte dieser provisorische Katalog vielleicht noch den Nutzen stiften, daß er manchen veranlaßt, Dubletten oder für ihn weniger wertvolle Stücke seines Privatbesitzes diesem gemeinnützigen Unternehmen zu überweisen und damit zum weiteren Ausbau der wertvollen Sammlung beizutragen. Hoffen wir, daß der endgültige Katalog nicht allzu lange mehr wird auf sich warten lassen müssen. Max Iklé.

R. Rinkel, Einführung in die Elektrotechnik. Physikalische Grundlagen und technische Ausführungen. (Teubners Handbücher für Handel u. Gewerbe.) gr. 8. VI u. 463 S. mit 445 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. M. 11,20, gebunden M. 12,—.

Obgleich an allgemeinverständlichen Darstellungen auf dem Gebiete der Elektrotechnik kein Mangel herrscht, wird dieses Buch doch den Platz, den ihm der Verfasser zugewiesen hat, ausfüllen. Es gibt einen guten Überblick über den augenblicklichen Stand des Gebietes, indem es vor allem die wesentlichen Gesichtspunkte heraushebt, die auch vom Nichtfachmann ohne tieferes Eingehen auf die Einzelheiten jedes Problemes verstanden werden können. Spezialausführungen werden nur angedeutet, entsprechend der Entstehungsweise des Buches, das aus Vorträgen des Verfassers an der Handelshochschule zu Köln hervorgegangen ist. R. Rüdenberg.

L. Mamlock, Stereochemie, die Lehre von der räumlichen Anordnung der Atome im Molekül. gr. 8. VI u. 152 S. mit 58 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden M. 7,—

F. W. Hinrichsen, Vorlesungen über chemische Atomistik. 8. VIII u. 198 S. mit 7 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. Gebunden M. 7,—

Die beiden vorliegenden Werkchen haben eines gemeinsam, was sie in den Augen vieler Leser unserer Zeitschrift für den Physiker besonders geeignet machen dürfte; sie sind beide hervorgegangen aus Artikeln, die ursprünglich für die Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften geschrieben waren und deren erweiterte Ausgabe sie gewissermaßen darstellen. Damit sind beide zugleich dahin charakterisiert, daß eine Häufung des rein chemischen Tatsachenmaterials vermieden und statt dessen mehr das allgemein wichtige hervorgehoben wird. E. Bose.

Jahrbuch der Chemie. Bericht über die wichtigsten Fortschritte der reinen und angewandten Chemie. Herausgegeben von R. Meyer. XVII. Jahrgang. 1907. gr. 8. XII u. 576 S. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1908. M. 16,—, gebunden M. 17,— u. M. 18,—

Das Jahrbuch der Chemie hat die überaus wertvolle Eigenschaft, prompt zu erscheinen, und hat sich nicht zum mindesten dadurch einen Freundeskreis erworben. Wenn der Referent der Anmeldung des Berichts über das Jahr 1907, der im übrigen keiner besonderen Empfehlung mehr bedarf, noch eine Bemerkung hinzufügen darf, so wäre es besonders die Bitte um eine noch eingehendere Fürsorge für das Sach- und Namenregister, da es bisweilen geschieht, daß man einen Bericht sucht, aber nicht findet, da er im Register nicht aufgeführt ist. Bei einer anderen Gelegenheit entdeckt man dann zufällig, daß der betreffende Artikel referiert, aber keine Notiz im Register darüber vorhanden ist. E. Bose.

Paul Goerens, Introduction to Metallography. Translated by Fred Ibbotson. Longmans Green and Co. London. 1908.

Da es sich nur um die Übertragung eines ursprünglichen deutschen Werkes ins Englische handelt, möge der Hinweis auf die dadurch ausgesprochene Wertschätzung der deutschen Ausgabe hier genügen. E. Bose.

P. Vageler, Die Bindung des atmosphärischen Stickstoffs in Natur und Technik. (Die Wissenschaft. Heft 26.) 8. 132 S. mit 16 Abbildungen im Text und auf 5 Tafeln. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1908. M. 4,50, gebunden M. 5,20.

Der Verfasser behandelt in diesem neuen Heft der „Wissenschaft" die jetzt besonders aktuelle Frage der Stickstoffaktivierung hauptsächlich vom Standpunkt des Agrikulturchemikers aus, während die physikalisch-chemische und technische Seite des Problems nur ganz summarisch besprochen wird. Infolge des ersterwähnten klar und übersichtlich durchgeführten agrikulturchemischen Standpunktes bildet das Werkchen eine willkommene Ergänzung zu dem in physikalisch-chemischer und technischer Hinsicht bestem Buche auf diesem Gebiete, nämlich Donath-Frenzel, „Nutzbarmachung des atmosphärischen Stickstoffs".

Das Resultat der Anwendung der Agrikulturchemie auf das Stickstoffproblem kann dahin zusammengefaßt werden, daß weder die höheren noch die niederen Pflanzen in irgendwie nennenswertem Grade die Fähigkeit besitzen, atmosphärischen Stickstoff zu assimilieren. Verschiedene freilebende Bakterien (wie

Clostridium, Azotobakter) besitzen diese Fähigkeit, die für wilde Gewächse von großer Bedeutung ist, für Kulturgewächse aber kaum in Frage kommt. Viel wichtiger für das Problem des Stickstoffersatzes ist die Fähigkeit der Leguminosen, mit Hilfe ihrer symbiotischen Knöllchenbakterien freien Stickstoff zu binden. Doch ist von dieser Seite eine Stickstoffversorgung nur für einen kleinen Bruchteil der Landwirtschaft zu erwarten. Das letzte Wort in dieser Lebensfrage der Menschheit hat die Technik, die auch bereits einige erfolgreiche Schritte zu dem noch fernen Ziel getan hat.

K. Jellinek.

W. Ostwald, Der Werdegang einer Wissenschaft. Sieben gemeinverständliche Vorträge aus der Chemie. 2. Vermehrte u. verbesserte Auflage der „Leitlinien der Chemie". 8. X und 316 Seiten. Leipzig, Akademische Verlagsbuchhandlung m. b. H. 1908. M. 6,60, gebunden M. 7,50.

In diesem Werkchen gibt Ostwald eine Entwicklungsgeschichte der wichtigsten Begriffe der wissenschaftlichen Chemie. Es handelt sich nicht um eine erschöpfende Darstellung der Geschichte der Chemie, sondern nur um eine Reihe von Querschnitten durch das Gebiet dieser Wissenschaft. Behandelt wird die Geschichte folgender Begriffe und Teile der Chemie: Element, Verbindungsgewicht und Atom, das Gasgesetz, das Molekül, Isomerie und Konstitution, Elektrochemie, Affinität und chemische Dynamik.

Neues, das Ostwald nicht schon an anderer Stelle (in seinem großen Lehrbuch u. a. Ortes) gebracht hat, findet sich kaum, doch wird nicht nur der Laie, sondern auch der wissenschaftliche Chemiker diese schönen Essays mit Genuß lesen.

K. Jellinek.

W. Bermbach, Einführung in die Elektrochemie. Sammlung „Wissenschaft und Bildung". 20. Heft. 8. IV u. 144 S. Leipzig, Quelle & Meyer. 1908. M. 1,—, geb. M. 1,25.

In diesem ausgezeichneten Werkchen unternimmt es der Autor auf 140 Seiten jeden, der die Grundbegriffe der Chemie und Physik kennt, mit dem Gebiete der Elektrochemie in seinen Hauptzügen bekannt zu machen. Es werden zunächst die Hauptgesetze der Elektrizitätslehre und der physikalischen Chemie, die zum Verständnis der Elektrochemie nötig sind, in anschaulicher Weise, unterstützt durch gute Zeichnungen vorgeführt und dann das ganze Gebiet der heutigen Elektrochemie skizziert. Hervorzuheben ist, daß der Autor überall die neueste Literatur benutzt und somit seine Führung dem jüngsten Stande dieses Wissenszweiges gerecht wird. Das Büchlein, das dem vorzüglichen, aber größer angelegten Werkchen von H. Danneel (Sammlung Göschen) an die Seite gestellt zu werden verdient, kann nicht nur dem Laien, sondern auch jedem angehenden Physikochemiker zur Lektüre wärmstens empfohlen werden, zumal der Preis von 1,25 M. gebunden ein sehr wohlfeiler ist.

K. Jellinek.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Hermann Emde für Chemie, an der Technischen Hochschule Wien Dr. A. Prätorius für Physikalische Chemie, an der Böhmischen Universität Prag Dr. J. Sterba für Geschichte der chemischen Theorien, an der Akademie für Sozial- und Handelswissenschaften in Frankfurt a. M. Dr. Max Seddig für Physik.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Czernowitz Dr. Josef Plemelj zum ord. Professor der Mathematik ebendaselbst, der Privatdozent Dr. Fr. von Konek-Norwall an der Universität Budapest zum a. o. Professor für organische Chemie ebenda, der a. o. Professor an der Universität Budapest Dr. Lajos Winkler zum ord. Professor für Chemie ebendaselbst, der Privatdozent an der Sorbonne in Paris Dr. G. Bertrand zum ord. Professor für biologische Chemie an dieser Universität, der Privatdozent an der Universität Basel Dr. Otto Spieß zum a. o. Professor für Mathematik daselbst, der Chemiker an der Chemisch-technischen Prüfungs- und Versuchsanstalt der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Emil Arnold zum Professor, der Privatdozent an der Universität Tübingen Dr. Richard Gans zum a. o. Professor der Physik, der ord. Professor für kosmische Physik an der Universität Innsbruck Dr. Wilhelm Trabert in gleicher Eigenschaft an der Universität Wien, der Meteorologe an der Sternwarte zu Uccle J. Vincent zum Direktor der meteorologischen Abteilung derselben, der ord. Professor der Astronomie an der Universität Berlin Dr. Julius Bauschinger in gleicher Eigenschaft an der Universität Straßburg.

Neuer Lehrauftrag: Der ord. Professor der angewandten Mechanik an der Universität Göttingen Dr. Ludwig Prandtl für Aeronautik.

Rücktritt vom Lehramt: o. Professor der anorg. Chemie an der Universität Bern Dr. Karl Friedheim für Ende Sommer, a. o. Professor für angewandte Mathematik und technische Physik an der Universität Jena Dr. Rudolf Rau.

Verliehen: Dem ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität München Geheimer Rat Dr. Wilhelm Konrad Röntgen und dem ord. Professor der Chemie ebenda Geheimer Rat Dr. Adolf Ritter v. Baeyer das Prädikat Exzellenz, dem ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule München Dr. Walther v. Dyck der Titel Geheimer Rat, dem ord. Professor der Chemie an der medizinischen Fakultät der Universität Freiburg i. B. Dr. Heinrich Kiliani und dem ord. Professor der mechanischen Technologie und allgemeinen Maschinenlehre an der Technischen Hochschule Karlsruhe Georg Lindner der Titel Geheimer Hofrat.

Gestorben: Der ord. Professor für Physik der Erde an der Universität Wien und Direktor der Zentralanstalt für Meteorologie daselbst Hofrat Dr. Josef Pernter, der Chemiker Dr. K. Hägele in Griesheim, der Professor der Physik an der freien Universität Brüssel Ernest Rousseau, der o. Professor der Astronomie an der Northwestern University in Chicago und Direktor des Dearborn Laboratory in Evanston George W. Hough, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Göttingen Dr. Hermann Minkowski.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 3. 1. Februar 1909. 10. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 4 am 8. Februar 1909.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über eine neue Erscheinung bei der Aktivierung mit Aktinium.

Von Otto Hahn.

Der aktive Niederschlag des Aktiniums besteht, wie vor kurzem nachgewiesen wurde[1]), aus drei schnell zerfallenden Produkten: Aktinium *A*, *B* und *C*. Von verschiedenen Seiten war indessen beim aktiven Niederschlag schon vor längerer Zeit eine sehr geringe, langsam zerfallende Restaktivität beobachtet worden, deren Natur noch nicht aufgeklärt war.

So berichten Meyer und v. Schweidler in zwei Mitteilungen[2, 3]) über ein Produkt des Aktiniums, das sie beim Aktivieren mit starken Aktiniumpräparaten zu sehr geringen Beträgen erhalten hatten. Wurden die zu induzierenden Folien mehrere Monate lang der Emanation des Aktiniums ausgesetzt, so blieb eine geringe Restaktivität, nachdem der schnell zerfallende aktive Niederschlag verschwunden war. Der Betrag dieser Restaktivität schwankte innerhalb weiter Grenzen. Als ungefähres Mittel ergab sich die Stärke der Restaktivität zu etwa 1/10000 der Anfangsaktivität des aktiven Niederschlags.

Meyer und v. Schweidler verfolgten auch das Abklingen der die Restaktivität bedingenden Substanz mit Hilfe der α-Aktivität und fanden eine Periode von rund 11,8 Tagen. Auch die Substanz mit der Periode von 11,8 Tagen schien nicht ganz nach Null abzunehmen, sondern es blieb wiederum eine äußerst geringe, noch langsamer zerfallende, vielleicht sogar konstante Aktivität zurück.

Die Verfasser diskutierten die Erklärungsmöglichkeiten für ihre Beobachtungen und stellten die folgenden Möglichkeiten fest:

1. Es lagen ein oder mehrere langsam zerfallende Produkte des Aktiniums vor, etwa Aktinium *C* oder $C + D$. (Aktinium *C* mit der Periode von 5,1 Minuten war damals noch nicht bekannt.)

In diesem Falle mußte die ionisierende Wirkung der α-Strahlen des neuen Aktiniumprodukts im Verhältnis zu der der anderen α-strahlenden Radioelemente aus irgendeinem Grunde äußerst gering sein und nur etwa den zehntausendsten Teil des normalen Betrages erreichen.

2. Es konnte ein Zerfallsprodukt eines noch unbekannten radioaktiven Elements sein, dessen chemische Eigenschaften mit denen des Aktiniums übereinstimmten und das in geringer Menge in dem Aktinium enthalten war. In diesem Falle rührte die Restaktivität also nicht von dem Aktinium selbst, sondern von einer Verunreinigung her.

3. Es konnte Aktinium *X* vorliegen, dessen von Godlewski zu 10,2 Tagen bestimmte Zerfallsperiode mit der Periode der hypothetischen Substanz ja ziemlich nahe zusammenfiel. Meyer und v. Schweidler gaben aber diese dritte Möglichkeit auf, nachdem sie einerseits gezeigt hatten, daß Aktinium *X* auch bei hoher Temperatur nicht verdampft und nachdem es ihnen nicht gelungen war, irgendeine Emanation oder induzierende Wirkung der fraglichen Substanz nachzuweisen.

Auch von anderer Seite wurde beim Akti-

1) O. Hahn u. L. Meitner, diese Zeitschr. **9**, 649 bis 655. 1908.
2) St. Meyer u. E. v. Schweidler, Wien. Ber. **114**, 1147—1158.
3) St. Meyer u. E. v. Schweidler, Wien. Ber. **116**, 315—322.

nium eine geringe Restaktivität beobachtet und zwar von Soddy[1]), der in Übereinstimmung mit Meyer und v. Schweidler als Periode den Wert von ungefähr 12 Tagen angab.

Erwähnen möchte ich noch eine Arbeit von Giesel[2]), deren Resultat vielleicht ebenfalls in Beziehung steht zu den obigen Befunden. Giesel gibt an, bei starken Aktiniumpräparaten eine neue, langlebige Emanation erhalten zu haben, deren Natur er indes noch nicht genau festgestellt hat.

Der großen Liebenswürdigkeit von Herrn Professor Giesel verdanke ich ein starkes Aktiniumpräparat, das mich in den Stand setzte, ebenfalls der Frage nach der Restaktivität näher zu treten. Über die Stärke und den Reinheitsgrad des Präparates wurde schon an anderer Stelle[3]) berichtet.

Die Frage, ob die erste oder die zweite der von Meyer und v. Schweidler gegebenen Erklärungsmöglichkeiten den tatsächlichen Verhältnissen entspricht, muß sich leicht entscheiden lassen. Rührt nämlich die Restaktivität von einem langsam zerfallenden Produkt des Aktiniums her, so muß man sie auch erhalten können aus dem Radioaktinium und dessen Zerfallsprodukten; bei genügender Stärke sogar aus dem Aktinium X, während Aktinium selbst, befreit von Radioaktinium bzw. Aktinium X, eine Restaktivität nicht geben darf. Bei den langen Zerfallsperioden von Radioaktinium und Aktinium X müßte man unter obigen Voraussetzungen bei genügend langer Exposition fast ebensoviel von dem in 11,8 Tagen zerfallenden Körper bekommen können, als aus dem Aktinium im Gleichgewicht mit seinen Produkten.

Trifft dagegen die zweite Erklärungsmöglichkeit von Meyer und v. Schweidler zu, rührt die Restaktivität von einer unbekannten Substanz her, deren chemische Eigenschaften mit denen des Aktiniums übereinstimmen, so muß es für die Gewinnung der Restaktivität des Aktiniums gleichgültig sein, ob dieses Radioaktinium oder Aktinium X enthält oder nicht.

Im Falle 1 muß von den verschiedensten Aktiniumpräparaten bei gleich langer Exposition und unter gleichen äußeren Bedingungen der Betrag der Restaktivität proportional sein dem aktiven Niederschlag; im Falle 2 darf sie in gar keiner Beziehung dazu stehen. Natürlich hatten alle diese Vermutungen nur Aussicht, erfolgreich geprüft zu werden, wenn die Stärke der verwendeten Präparate überhaupt hinreichte, um die Restaktivität nachweisen zu lassen. Einige orientierende Messungen zeigten, daß der aktive Niederschlag des Aktiniumpräparates so stark angesammelt werden konnte, daß sich sein Abklingen bis auf etwa $1/_{100\,000}$ der Anfangswirkung verfolgen ließ.

Die Arbeitsweise war also nach Obigem vorgezeichnet. Es mußte versucht werden, die einzelnen Produkte des Aktiniums voneinander abzutrennen und die getrennten Anteile unter identischen Bedingungen auf Restaktivität zu untersuchen.

Bevor die Trennung ausgeführt wurde, habe ich einige Versuche gemacht, um eine langlebige Emanation im Aktinium nachzuweisen. Das Aktiniumpräparat wurde in einem verschlossenen Glasfläschchen mehrere Wochen lang aufbewahrt und dann die während der Zeit angesammelte Emanation in einem U-Rohr, das mit flüssiger Luft gefüllt war, kondensiert. Das U-Rohr wurde dann luftdicht abgeschlossen und bei gewöhnlicher Temperatur sich selbst überlassen. Nach dieser Zeit ist die durch Verunreinigung des Aktiniums mit Radium anwesende Radiumemanation bis auf wenige Prozent ihrer Anfangsstärke abgefallen; eine langlebige Emanation mußte nach dieser Zeit in größerer Konzentration vorliegen als anfangs. Es wurde nun die Emanation in ein geeichtes Elektroskop eingeblasen und das Abklingen der sehr geringen Aktivität beobachtet. Anzeichen für ein langsameres Abklingen als der Radiumemanation entsprechend, ließen sich nicht erkennen.

Von den zur Verfügung stehenden 1,4 g Substanz wurde 1 g zu der chemischen Verarbeitung verwendet. Zuerst wurde das darin enthaltene Radium abgetrennt und dann nach dem an anderer Stelle bereits beschriebenen Verfahren Radioaktinium und Aktinium X, jedes für sich getrennt, aus dem Aktinium hergestellt. Das seiner Zerfallsprodukte beraubte Aktinium lag dann vor als bröckeliges, nicht geglühtes gelbes Oxyd und machte naturgemäß die Hauptmenge des verwendeten Materials aus. Das Radioaktinium war sehr viel weniger Substanz und bestand aus einer sehr geringen Menge feinpulverigen, braunen Oxyds. Bevor das Aktinium X ausgefällt wurde, wurde seine Lösung mit einer geringen Menge Kalziumchlorid versetzt und dann das Aktinium X + dem Kalzium als Karbonat gefällt. Das verdünnte Aktinium X betrug deshalb an Gewicht mehr und war weniger feinpulverig als das Radioaktinium. Auf quantitative Reinheit im radioaktiven Sinne wurde bei der Herstellung der drei Präparate keine Rücksicht genommen, denn es ist ja klar, daß schon kurz nach ihrer Herstellung das Aktinium und das Radioaktinium beträchtliche Mengen ihrer Zerfallsprodukte enthalten, da ja die radioaktiven Prozesse auch während der Herstellung der einzelnen

1) F. Soddy, Phil. Mag. **14**, 272—295.
2) F. Giesel, Chem. Ber. **40**, 3011—3014.
3) O. Hahn u. L. Meitner, diese Zeitschr. **9**, 649 bis 655, 1908.

Produkte weitergehen. Immerhin war noch zu Beginn der Induktionsversuche das Aktinium X beträchtlich stärker als das Aktinium, während das Radioaktinium anfangs schwach war, nach einiger Zeit stärker wurde, um dann allmählich abzunehmen.

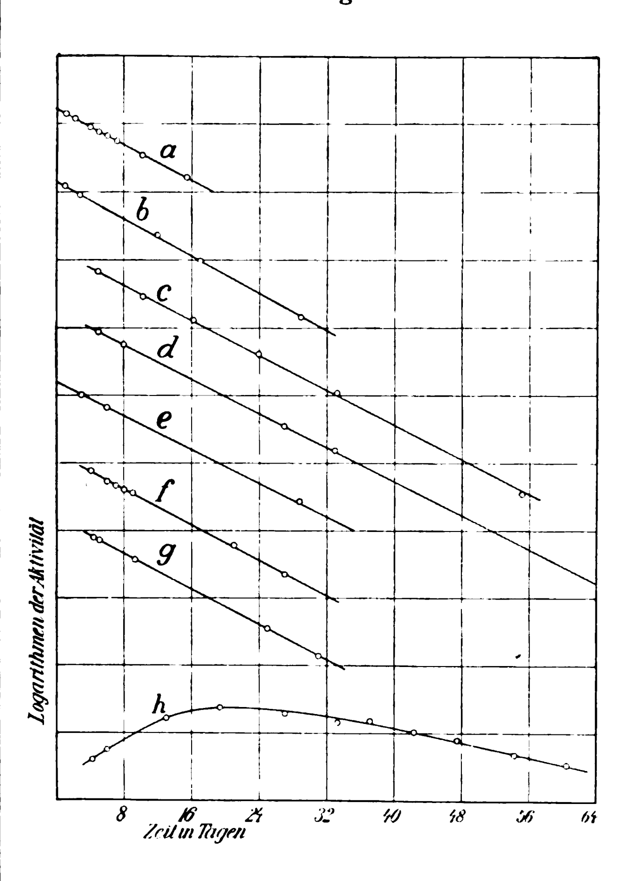
Als Induktionsgefäße dienten gleich große Messingzylinder, in die in geringer Entfernung vom Boden runde Messingscheiben isoliert eingeführt wurden, deren Entfernung vom Boden sich bequem variieren ließ. Die Substanz wurde auf den Boden der Gefäße gelegt, die Messingscheiben entweder direkt oder wie bei den späteren Versuchen mit Platin- oder Zinnfolien umkleidet und auf —220 Volt geladen.

Zunächst wurden die drei Präparate in den drei Zylindern 5 Tage lang dem Felde exponiert. Die Prüfung der induzierten Folien ergab bei allen dreien die sichere Anwesenheit einer gewissen Restaktivität, wobei die aus dem Radioaktinium bei weitem am stärksten war. Die Versuche wurden mit kürzerer Exposition wiederholt, wiederum war beim Radioaktinium die Restaktivität deutlich nachweisbar, beim Aktinium und Aktinium X dagegen nur äußerst schwach. Die Folien mit den Restaktivitäten wurden aufgehoben und ihr Abklingen untersucht, schon um sicher zu sein, ob nicht durch irgendwelche Zufälligkeiten die direkte Ausgangssubstanz, also etwa Radioaktinium, an die Folien herangekommen war. Zugleich wurde eine Probe des Radioaktiniums aus dem Induktionsgefäß herausgebracht und unter geeigneten Bedingungen seine Aktivitätsänderung mit der Zeit verfolgt.

Schon die ersten Versuche zeigten, daß der Betrag an Restaktivität nicht proportional war der Menge des aktiven Niederschlages, und dies hat sich in der Folge mit größter Deutlichkeit bestätigt. Nach kurzer Zeit wurde die induzierende Wirkung des Aktiniumpräparates sehr viel stärker als die des Radioaktiniums und des Aktiniums X. Die Restaktivität war aber beim Radioaktinium viel stärker als bei den beiden anderen. Durch mehrere Tage langes Exponieren konnte aus dem Radioaktinium ein Aktivität erhalten werden, die sich sehr leicht untersuchen ließ.

Im geschlossenen Elektroskop ließ nun diese eine deutliche Induktionswirkung erkennen. Wurde die Folie einige Stunden im Elektroskop gelassen, so war der natürliche Abfall bedeutend verschlechtert. Nach einigen Stunden wurde dann der frühere Wert für den natürlichen Abfall wieder erreicht. Schon hierdurch lag es nahe, daß die von mir gefundene Restaktivität nichts anderes als Aktinium X vorstellte. Diese Vermutung hat sich dann in der Folge zur Gewißheit verdichtet. Wurde eine Folie mit ziemlich starker Restaktivität dazu verwendet, den natürlichen Abfall des Elektroskops zu verschlechtern und wurde dann die allmähliche Erholung messend verfolgt, so ließ sich erkennen, daß diese Erholung ungefähr mit der Periode von Aktinium A stattfand; der direkte Nachweis von Aktiniumemanation aus den aktivierten Blechen wurde allerdings nicht erbracht, da die Aktivitäten hierzu zu gering waren.

Ein weiterer Beweis dafür, daß die Restaktivitäten durch nichts anderes als Aktinium X bedingt werden, ergibt sich aus den Zerfallsperioden. In der Figur sind eine Anzahl logarithmischer Abklingungskurven für die gefundenen Restaktivitäten aufgezeichnet. Die Kur-



ven a bis e beziehen sich auf die Restaktivität des Radioaktiniums, f wurde aus Aktinium X-haltigem Kalziumkarbonat, g schließlich aus dem eigentlichen Aktinium erhalten. Die angeführten Punkte geben die Logarithmen der gefundenen Werte in einem willkürlichen Maßstabe wieder. Bei einem Teil der Kurven liegen die Punkte in befriedigender Weise auf den Geraden und zeigen den exponentalen Abfall der zugrunde liegenden Substanz. Bei anderen Kurven stimmen die Punkte schlechter, weshalb auch manche von den Geraden etwas willkürlich gezogen sind.

Die folgende Tabelle gibt die bei den

einzelnen Kurven erhaltenen Zerfallsperioden wieder.

Tabelle I.

Kurve	Zerfallsperiode
a	11,4 Tage
b	11,2 „
c	11,7 „
d	12,0 „
e	12,2 „
f	11,5 „
g	11,8 „
Im Mittel	11,7 Tage

Zum Vergleich führe ich die von Meyer und v. Schweidler für die Restaktivität gefundenen Werte an:

12,3 Tage
12,4 „
10,8 „
11,8 „
Im Mittel 11,8 Tage,

also eine fast vollständige Übereinstimmung mit den jetzt von mir gefundenen Werten.

Der Wert 11,7 Tage weicht nicht unerheblich von dem früher von Godlewski[1]) für die Periode des Aktinium *X* gefundenen Wert von 10,2 Tagen ab, doch möge hier daran erinnert werden, daß ich bereits in einer früheren Arbeit[2]) für die Periode des Aktinium *X* mehr als 10,2 Tage fand, doch habe ich meinen damaligen Messungen keine besondere Bedeutung beigelegt. Zur Kontrolle wird zurzeit eine neue Abklingungskurve mit Aktinium *X* aufgenommen. Das Aktinium *X* ist die Karbonatfällung aus dem Filtrat eines Aktiniumniederschlages mittels Ammoniak.

Soweit es sich bis jetzt überblicken läßt, erfolgt auch hier die Abnahme der Aktivität langsamer, als dem Godlewskischen Werte entsprechend, so daß wir mit großer Wahrscheinlichkeit annehmen können, daß die Zerfallsperiode von Aktinium *X* nahe bei 11,7 Tagen liegen wird.

Die Kurve *h* der Figur zeigt schließlich noch den logarithmischen Verlauf des zu den obigen Versuchen verwendeten Radioaktiniumpräparates. Die Kurve hat nicht die geringste Ähnlichkeit mit dem Verlauf der Kurven für die Restaktivitäten, und man hat hierin den sicheren Beweis, daß die Restaktivität nicht etwa durch mechanisches Fortfliegen feinen radioaktiven Staubes hervorgerufen sein kann. Das Radioaktinium nahm, da es von seiner Herstellung her nicht unbeträchtliche Mengen von Aktinium enthielt, natürlich nicht nach Null ab, sondern näherte sich allmählich einem konstanten Endwert.

1) T. Godlewski, Phil. Mag. **10**, 35—45.
2) O. Hahn, diese Zeitschr. **7**, 855—864, 1906.

Ich möchte nun einige Zahlenangaben machen über die beim Aktinium, Radioaktinium und Aktinium *X* erhaltenen Beträge an Restaktivität im Verhältnis zur Anfangsstärke des aktiven Niederschlages, und weiter über die Anreicherung der Restaktivität während der Dauer der Exposition.

Die Restaktivitäten wurden alle in einem α-Strahlenelektroskop gemessen, da die Wirkung der β-Strahlen natürlich viel zu gering war. Andererseits war die Anfangsaktivität des aktiven Niederschlages kurz nach dem Herausnehmen aus dem Induktionsgefäß im allgemeinen viel zu stark, um direkt gemessen zu werden. Es wurde daher erst einige Stunden später die Messung ausgeführt und unter Verwendung der Zerfallsperiode des Aktinium *A* (36 Minuten) auf die Zeit 0 (von der Herausnahme aus dem Induktionsgefäß gerechnet) zurückextrapoliert. Bequem konnte auch so verfahren werden, daß die Aktivität des aktiven Niederschlags kurz nach der Herausnahme mit Hilfe der β-Strahlen gemessen wurde. An einem konstanten Aktiniumpräparat war ein für allemal das Verhältnis der β-Strahlenwirkung zu der Wirkung der α-Strahlen bestimmt worden, so daß man den obigen Befund für die β-Aktivität nur mit dem erhaltenen Faktor zu multiplizieren brauchte, um die entsprechende α-Aktivität zu erhalten. Die Restaktivität zur Zeit 0 wurde dadurch bestimmt, daß der nach einigen Tagen beobachtete Wert mit Hilfe der Periode 11,7 Tage auf die Zeit 0 zurückextrapoliert wurde.

In der Tabelle II gibt Kolumne 1 das verwendete Material, Kolumne 2 die Dauer der Exposition, Kolumne 3 die Anfangsaktivität zur Zeit 0, Kolumne 4 die Restaktivität zur Zeit 0 und Kolumne 5 das Verhältnis der Restaktivität zur Anfangsaktivität.

Tabelle II.

Aktinium	23 Stdn.	$0{,}73 \cdot 10^{-5}$	etwa 5	$6{,}85 \cdot 10^{-5}$
Aktinium	69 „	$1 \cdot 10^{-5}$	12,3	$12{,}3 \cdot 10^{-5}$
Aktinium	239 „	$1{,}3 \cdot 10^{-5}$	20,4	$15{,}7 \cdot 10^{-5}$
Radioaktinium	23 „	$2{,}75 \cdot 10^{-4}$	61	$2{,}2 \cdot 10^{-3}$
Radioaktinium	68 „	$2{,}9 \cdot 10^{-4}$	142	$4{,}9 \cdot 10^{-3}$
Aktinium *X*[1])	23 „	$3{,}15 \cdot 10^{-4}$	7	$2{,}2 \cdot 10^{-4}$

Die Zahlen dieser Tabelle lassen mit Deutlichkeit erkennen, daß die Restaktivität aus den drei verschiedenen Produkten bei gleicher Expositionsdauer der Menge des aktiven Niederschlages nicht proportional ist. Außerdem sieht man, daß die Restaktivität um so stärker wird, je länger man exponiert.

1) Anmerkung: Das hier verwendete Aktinium *X* hat sich beim weiteren Verlauf der Messungen als ziemlich unrein erwiesen, es enthielt eine beträchtliche Menge Aktinium. Über die Resultate mit einem reineren Aktinium *X*-Präparat siehe weiter unten.

Um diesen zweiten Punkt noch deutlicher zu illustrieren, wurde ein neues Radioaktiniumpräparat bereitet und eine Reihe von Expositionen vorgenommen, die sich nur in der Zeitdauer voneinander unterschieden. Alle sonstigen Bedingungen waren die gleichen und immer war die isoliert eingeführte Elektrode auf —220 Volt geladen.

Die Tabelle III gibt eine Auswahl der dabei erhaltenen Werte.

Tabelle III.

(Material: Radioaktinium vom 15. Juni 1908.)

	Dauer der Exposition	Datum der Messung	Anfangsaktivität	Restaktivität	$\frac{R}{A}$
1.	14 Stdn.	11. VII.	$4 \cdot 10^{-4}$	12	$3 \cdot 10^{-4}$
2.	48 „	13. VII.	$3{,}9 \cdot 10^{-4}$	29,5	$7{,}6 \cdot 10^{-4}$
3	85 „	22. VII.	$3{,}3 \cdot 10^{-4}$	50	$15{,}1 \cdot 10^{-4}$
4.	216 „	31. VII.	$2{,}8 \cdot 10^{-4}$	77,1	$27{,}5 \cdot 10^{-4}$

Die Zahlen dieser Tabelle zeigen, daß die Anfangsaktivität des aktiven Niederschlages entsprechend dem allmählichen Zerfall des Radioaktiniums schwächer wird, die Restaktivität nimmt dagegen mit der Dauer der Exposition zu. Proportionalität dieser Zunahme ist bei längerer Exposition natürlich nicht zu erwarten, da ja das die Restaktivität bedingende Aktinium *X* mit seiner eigenen Periode beständig zerfällt. Man sieht, daß man durch mehrtägiges Exponieren eine Restaktivität ansammeln kann, die bis zu $^1/_4$ Proz. der Anfangsaktivität steigt, also bequem meßbare Werte erreicht.

Nachdem mit Sicherheit nachgewiesen war, daß die Restaktivität aus Aktinium *X* bestand, mußte man der Frage näher treten, durch welchen Umstand das Aktinium *X* sich an der negativen Elektrode absetzte.

Die erste, naheliegende Erklärung war eine große Flüchtigkeit dieser Substanz. In diesem Falle konnte Aktinium *X* bei gewöhnlicher Temperatur aus der aktiven Substanz herausdiffundieren und sich bei Temperatur- oder Druckänderungen an der direkt gegenüber befindlichen Elektrode wieder absetzen. Eine große Diffusionsgeschwindigkeit von Aktinium *X* hätte dann auch erklärt, warum ich gerade bei dem Radioaktinium so starke Wirkung bekam. Dieses lag ja in sehr geringer Menge als äußerst feines Pulver vor, das einer Diffusion weniger Widerstand bereitete, als die dichtere und größere Menge Aktinium und kalziumkarbonathaltiges Aktinium *X*.

Indessen haben schon Meyer und v. Schweidler angegeben, daß Aktinium *X* keine irgendwie hohe Flüchtigkeit zeigt, und diese Befunde konnte ich vollauf bestätigen. Eine Folie mit der Restaktivität wurde 2 Tage im Vakuumexsikkator bei 2 cm Druck aufgehoben, die Aktivität war nach dieser Zeit ebenso groß als sich aus der Periode des Aktinium *X* erwarten ließ. Eine Platinfolie mit Restakivität wurde zur dunklen, schließlich zur hellen Rotglut erhitzt, die Aktivität nahm zwar beträchtlich ab, erholte sich aber nach einigen Stunden wieder. Aktinium *X* war also nicht flüchtig geworden, sondern nur der aus dem Aktinium *X* entstandene aktive Niederschlag. Es läßt sich also die Anwesenheit von Aktinium *X* auf den induzierten Blechen nicht durch eine große Flüchtigkeit dieses Stoffes erklären.

Ich machte nun eine andere Arbeitshypothese, indem ich annahm, daß zwischen Radioaktinium und Aktinium *X* vielleicht eine strahlenlose, sehr kurzlebige Emanation einzuschalten wäre mit einer derartig kurzen Lebensdauer, daß man die Emanation selbst nicht nachweisen konnte. Mit der Wirkung einer solchen hypothetischen Emanation konnte man eine Reihe der Befunde mit großer Leichtigkeit erklären. Das als Restaktivität auftretende Aktinium *X* wäre dann gewissermaßen der aktive Niederschlag dieser hypothetischen Emanation und würde sich daher unter geeigneten Bedingungen an der negativen Elektrode absetzen. Außerdem konnte man damit erklären, daß gerade das Radioaktinium die stärkste Wirkung gab, denn durch das lockere, pulvrige Material konnte die kurzlebige Emanation natürlich sehr viel leichter hindurch diffundieren als aus dem dichteren Aktinium. Aus Aktinium *X* selbst dürfte es dann allerdings nicht gelingen, Restaktivität zu bekommen; doch hatte sich schon die Tatsache ergeben, daß das oben verwendete Aktinium *X* nicht rein war, sondern Aktinium enthielt, so daß man das Auftreten der Restaktivität dem Aktinium *X* gar nicht zuzuschreiben brauchte, sondern wiederum einer kurzlebigen, hypothetischen Emanation.

Falls tatsächlich die Erscheinung durch eine kurzlebige Emanation bedingt wurde, so mußte sich dies leicht nachweisen lassen, indem man die Emanationskraft der Präparate künstlich erhöhte.

Der zu den beschriebenen Trennungen nicht verwendete Teil des starken Aktiniumpräparates wurde in sehr dünnes Kopierpapier eingeschlagen, und durch das Präparat eine Stunde lang ein lebhafter Luftstrom geleitet. Das Präparat befand sich in einem geraden Glasrohr, an dessen Ende ein Papierdiaphragma aufgestellt war. Falls eine kurzlebige Emanation vorhanden war, so mußte sie unter diesen Umständen mit dem Luftstrom fortgerissen werden und das aus ihr entstehende Aktinium *X* an dem Diaphragma hängen bleiben. Die Untersuchung der Aktivität des Papierdiaphragmas ergab äußerst starken aktiven Niederschlag und nur eine äußerst geringe Spur einer Restaktivität; doch

bestand diese nicht aus Aktinium X, sondern war einfach eine Spur mitgerissenen Aktiniums.

Ein ähnlicher Versuch wurde bei höherer Temperatur ausgeführt. Der das Aktinium enthaltende Teil des Meßrohrs wurde auf 80^0 erhitzt und $1\frac{1}{2}$ Stunden lang ein starker Luftstrom durch das Präparat hindurchgesaugt. Aktinium X konnte an den vorgelegten Diaphragmen nicht nachgewiesen werden. Die Aktivität des aktiven Niederschlags zerfiel bis auf weniger als $1/_{50000}$ der Anfangsaktivität.

Es war vielleicht notwendig, daß man zum Auffangen des Aktinium X ein negatives Feld anlegen mußte, deshalb wurde noch folgender Versuch ausgeführt.

Das Radioaktinium, das die beträchtliche Wirkung an Restaktivität ergeben hatte, wurde mit einer einfachen Schicht des sehr dünnen Kopierpapiers bedeckt, im übrigen die Exposition genau so ausgeführt wie sonst. Die Anfangsaktivität des aktiven Niederschlages war kaum schwächer als bei den früheren Versuchen. Die Restaktivität war so gering, daß sie kaum zu messen war. Das Verhältnis von Restaktivität zur Anfangsaktivität betrug z. B. in einem Falle $3{,}5 \cdot 10^{-5}$, während bei gleich langer Exposition ohne Blatt das Verhältnis $5 \cdot 10^{-4}$ war. Man erkennt, daß durch das dünne Papier das Aktinium X fast vollständig zurückgehalten wird.

Diese verschiedenen Versuche schließen die Möglichkeit einer kurzlebigen Emanation zwischen Radioaktinium und Aktinium aus und es mußte eine andere Erklärung gesucht werden.

Ich glaubte schon früher bemerkt zu haben, daß zur Gewinnung der Restaktivität das elektrische Feld einen erheblichen Einfluß ausübt, und habe daher jetzt einige Versuche angestellt, um einen solchen Einfluß näher zu untersuchen. Drei Versuche wurden ausgeführt, bei denen sich nichts änderte als das elektrische Feld. Im ersten Falle wurde sowohl die eingeführte Elektrode als das Induktionsgefäß geerdet, es war also überhaupt kein Feld vorhanden. Im zweiten Falle wurde die Elektrode positiv geladen; im dritten Falle wie früher negativ. Die Tabelle IV gibt die erhaltenen Resultate.

Tabelle IV.

Art der Ladung	Dauer des Versuchs	Restaktivität
ungeladen	122 Stunden	etwa 1
positiv geladen	70 „	„ 0
negativ geladen	65 „	21,5

Mit Deutlichkeit ersieht man hieraus, daß die Wirkung im negativen Felde außerordentlich viel stärker war als in den anderen Fällen. Es mußte daher eine elektrische Ladung des Aktinium X für dessen Transport an die negative Elektrode in Betracht kommen.

Ich ging nun auf eine Arbeit zurück, die ich in jüngster Zeit in Gemeinschaft mit Dr. Lise Meitner über die β-Strahlen des Aktiniums veröffentlicht habe[1]). Es gelang uns nachzuweisen, daß das Aktinium nicht nur ein, sondern drei β-Strahlenprodukte enthält, nämlich das Radioaktinium, Aktinium A und Aktinium C. Von diesen drei β-Strahlensubstanzen unterscheidet sich das Radioaktinium insofern von den übrigen, als seine β-Strahlung komplex zu sein scheint, indem neben ziemlich weichen β-Strahlen noch eine Art harter Strahlen emittiert wird. Wir haben in unserer Mitteilung die Frage offen gelassen, ob die harte Strahlung von β-Strahlen oder weichen γ-Strahlen herrührt, doch scheint es mir jetzt sehr wahrscheinlich, daß β-Strahlen vorliegen. Versuche im Magnetfeld sind allerdings noch nicht ausgeführt worden.

Betrachten wir nun einmal den Zerfall eines Radioaktiniumatoms etwas näher. Er besteht in der Emission von positiven α-Strahlen und von wahrscheinlich zwei Gruppen negativer Elektronen (die vielleicht auf eine komplexe Natur des Radioaktiniums hinweisen). Mit der Emission von α-Strahlen ist, wie allgemein bekannt, auch das Aussenden sogenannter δ-Strahlen verbunden. Alle diese Punkte führen zu dem Resultat, daß das aus dem Radioaktinium nach der Emission der Strahlen entstandene neue Atom positiv geladen ist. Der Zerfall eines radioaktiven Atoms geschieht bekanntlich explosionsartig, die α-Strahlen erreichen eine Geschwindigkeit bis zu $1/_{10}$, die Elektronen nahezu volle Lichtgeschwindigkeit. Zerplatzt nun ein derartig radioaktives Atom, so wird das übrigbleibende Restatom durch das Ausschleudern der Elektronen oder mehr noch der α-Strahlen einen Rückstoß bekommen, ähnlich wie die Kanone, wenn das Geschoß den Lauf verläßt. Die Geschwindigkeit des Restatoms bestimmt sich daher nach dem Schwerpunktssatz. Man erkennt also, daß der Rückstoß, den das Aktinium X erfährt, wenn es bei der Explosion des Radioaktiniums entstanden ist, ein recht starker sein muß, es kann unter Umständen eine Geschwindigkeit bekommen bis zu $5 \cdot 10^7$ cm/sec. Wegen seiner großen Masse wird natürlich das Aktinium X-Atom diese Geschwindigkeit nicht lange beibehalten können und auch seine positive Ladung verlieren. Befindet es sich nun aber in einem negativen Felde, so wird es eine Beschleunigung erlangen und daher unter ge-

1) O. Hahn u. Lise Meitner, diese Zeitschr. **9**, 697 bis 702, 1908.



eigneten Bedingungen an die negative Elektrode fliegen.

Alle die von mir angeführten Tatsachen sprechen dafür, daß das als Restaktivität beobachtete Aktinium *X* durch die eben skizzierte Wirkung des Atomzerfalls an die negative Elektrode gelangt ist und ich habe, nachdem ich diese Erklärung als möglich erkannt hatte, einige Versuche angestellt, um diese Annahme noch weiter zu beweisen.

Falls die Restaktivität durch den Zerfall des Radioaktiniums bedingt wird, so darf es natürlich nicht gelingen, aus Aktinium *X*-Präparaten, die frei sind von Aktinium und Radioaktinium, die Restaktivität zu bekommen. Dieser Voraussetzung scheint die oben gemachte Tatsache entgegenzustehen, daß ich bei einem Aktinium *X*-Präparat eine, wenn auch geringe Restaktivität beobachten konnte. Es hat sich indessen gezeigt, daß das Präparat unrein war und nicht unbedeutende Mengen Aktinium enthielt. Es wurde daher ein neues Aktinium *X*-Präparat untersucht, das in radioaktivem Sinne fast völlig rein, also frei von seinen Muttersubstanzen war. Mit einem solchen Präparat wurden nun neue Versuche angestellt und in der Tat zeigte es sich, daß bei Verwendung des reinen Aktinium *X* eine Restaktivität auch bei starkem aktiven Niederschlag nicht mehr erhalten wurde.

Ein zweiter Punkt, der noch zu untersuchen war, war der, ob in Radioaktiniumpräparaten die Menge der Restaktivität abhing von dessen Gehalt an Aktinium *X*. Nach meiner Annahme mußte ein Aktinium *X*-freies Radioaktinium, also ein frisch bereitetes Präparat, die Erscheinung der Restaktivität in demselben Maße zeigen, wie ein Präparat im Gleichgewicht mit Aktinium *X*. Dahingehende Versuche haben dies in der Tat bestätigt. Die folgende Tabelle zeigt die Resultate einer neuen Messungsreihe. Radioaktinium wurde frisch bereitet und kurz nach seiner Herstellung exponiert.

Tabelle V.

Anfangsaktivität	Restaktivität	$\frac{R}{A}$
$7{,}25 \cdot 10^3$	32,3	$4{,}5 \cdot 10^3$
$13{,}7 \cdot 10^3$	33	$2{,}4 \cdot 10^3$
$23{,}2 \cdot 10^3$	32,7	$1{,}4 \cdot 10^3$

Die Tabelle zeigt deutlich, daß während der drei aufeinander folgenden Versuche die Anfangsaktivität des aktiven Niederschlages bedeutend stärker geworden ist, weil eben während dieser Zeit frisches Aktinium *X* gebildet wurde. Die Restaktivität dagegen wurde nicht stärker, sondern blieb innerhalb der Versuchsfehler konstant. Die Unabhängigkeit des Auftretens von Aktinium *X* an der Elektrode von dem Aktinium *X* des Ausgangsmaterials ist deshalb mit Sicherheit nachgewiesen.

Unter der Voraussetzung, daß die Ladung des Restatoms dessen Hinfliegen zur negativen Elektrode bewirkt, kann man annehmen, daß eine Verringerung der Stärke des elektrischen Feldes das Auftreten der Restaktivität stark verringern wird. Ich habe einige Versuche angestellt, um auch dies zu prüfen. Statt die Spannung der Elektrode zu verringern, habe ich den Abstand der Elektrode von dem aktiven Material vergrößert. Tabelle VI gibt einige der gefundenen Zahlen wieder, aus denen man die Änderung der Restaktivität mit dem Abstand des Feldes ersehen kann.

Tabelle VI.

Abstand	Anfangsaktivität	Restaktivität
2 mm	$9{,}5 \cdot 10^3$	34,2
12 „	$9{,}5 \cdot 10^3$	17,8
22 „	$7{,}2 \cdot 10^3$	3,1

Während also die induzierende Wirkung bei 22 mm Entfernung nur etwa 25 Proz. geringer ist als beim nahen Abstand, sinkt die Restaktivität auf weniger als $^1/_{10}$ des Anfangswertes zurück. Entweder genügt hier das Feld nicht mehr, um den Restatomen ihre Beschleunigung bis zur Elektrode zu erteilen oder aber, was in der Wirkung dasselbe ist, die positiv geladenen Restatome verlieren auf dem weiten Weg, den sie zurückzulegen haben, ihre Ladung und bleiben in dem Feld natürlich unbeeinflußt. Es muß natürlich gelingen, im Vakuum das Restatom auf sehr viel weitere Entfernungen zu transportieren als bei den oben geschilderten Versuchen, die alle bei Atmosphärendruck ausgeführt worden sind.

Eine Beobachtung möchte ich nicht unerwähnt lassen, für die ich eine Erklärung vorläufig nicht habe finden können. Wird der Induktionszylinder mit dem Radioaktinium auf höhere Temperatur gebracht, so wird das Auftreten der Restaktivität sehr stark verringert. Erwärmen auf 90^0 hat zur Folge, daß die Restaktivität weniger als $^1/_{10}$ des Wertes ausmacht, der unter sonst gleichen Bedingungen bei gewöhnlicher Temperatur erhalten wurde. Selbst Erwärmen auf nur 70^0 verringert das Auftreten der Restaktivität ganz bedeutend; Abkühlen unter den Nullpunkt scheint eine wesentliche Beeinflussung der Wirkung nicht auszuüben.

Ich glaube indes, daß diese Beeinflussungen durch Temperaturerhöhung nur auf einer sekundären Wirkung, etwa einer Veränderung der Oberfläche des Materials beruhen und für die Erklärung der Tatsachen von keinem besonderen

Einfluß sind. Weitere Versuche in dieser Richtung werden wohl darüber Aufschluß geben.

Ergebnisse der vorliegenden Arbeit.

1. Unter geeigneten Bedingungen erhält man beim Aktivieren mit Aktiniumpräparaten an der negativen Elektrode außer dem aktiven Niederschlag eine geringe Restaktivität, deren Menge sehr wesentlich von äußeren Bedingungen abhängt, die aber bei Verwendung eines negativen elektrischen Feldes bis zu $^1/_4$ Proz. der Anfangsaktivität beträgt.

2. Die Untersuchung der die Restaktivität bedingenden Substanz ergab, daß sie Aktinium X vorstellt.

3. Das Auftreten von Aktinium X an der negativen Elektrode wird nicht bedingt durch einen hohen Dampfdruck dieser Substanz.

4. Es wird nicht bedingt durch eine hypothetische kurzlebige Emanation zwischen Radioaktinium und Aktinium X.

5. Es hat sich vielmehr ergeben, daß das Aktinium X als eine Folge des explosiven Zerfalls des Radioaktiniums an der Elektrode auftritt. Das im Moment seiner Entstehung aus dem Radioaktinium positiv geladene Aktinium X-Restatom erhält einen Rückstoß und wird vielleicht ähnlich wie ein Ion im elektrischen Felde nach der negativen Elektrode transportiert. Natürlich werden nur solche Atome das Ausgangsmaterial verlassen, bei denen der Rückstoß bewirkt, daß sie den Molekülverband verlassen und in das freie elektrische Feld hinausgelangen können.

Wird kein elektrisches Feld angelegt oder die gegenüberliegende Elektrode positiv geladen, so wurde keine oder fast keine Restaktivität beobachtet.

6. In Übereinstimmung mit dieser Hypothese gelingt es nicht, aus reinen Aktinium X-Präparaten die Restaktivität zu erhalten, während beim Radioaktinium die Wirkung völlig unabhängig von dessen Gehalt an Aktinium X ist.

7. Erweiterung des Abstandes der Elektroden vom Material verringert das Auftreten der Restaktivität wesentlich.

Es sind weitere Versuche im Gange, die den Nachweis erbringen sollen, ob der Rückstoß nur durch die Wirkung der emittierten α-Strahlen oder auch durch die ausgeschleuderten Elektronen hervorgerufen werden kann. Eine Entscheidung wird sich dadurch treffen lassen, daß Substanzen untersucht werden, bei deren Zerfall entweder nur α-Strahlen oder nur β-Strahlen ausgeschleudert werden. Da das Radioaktinium sowohl α-Strahlen als β-Strahlen emittiert, so läßt sich an diesem Beispiel die Entscheidung nicht treffen.

Anhang.

Nachdem ich diese Arbeit in der „Deutschen Physikalischen Gesellschaft" vorgetragen hatte, hatte Herr Professor Rutherford die Liebenswürdigkeit, mir brieflich mitzuteilen, daß auch er schon vor längerer Zeit an dem aktiven Niederschlag des Radiums auf Erscheinungen stieß, die wohl auf einen Rückstoß von Restatomen zurückzuführen sind. Miß Brooks [1]) hatte nämlich schon im Jahre 1904 beobachtet, daß sie in geschlossenen Gefäßen an den Wänden Radium B nachweisen konnte, wenn auf dem Boden sich nur der aktive Niederschlag des Radiums, also Radium $A + B + C$ befand. Miß Brooks hatte die Anwesenheit des Radiums B an den Gefäßwänden mit einer geringen Flüchtigkeit von Radium B bei gewöhnlicher Temperatur zu erklären gesucht. Da das Auftreten von Radium B nur zu beobachten war, wenn frischer aktiver Niederschlag zur Verwendung gelangte, so hatte Rutherford [2]) als Erklärungsmöglichkeit der Befunde von Miß Brooks die Vermutung ausgesprochen, daß bei dem Zerfall von Radium A dem Zerfallsprodukt B vielleicht eine Beschleunigung erteilt würde, die dann dessen Vorhandensein an den Gefäßwänden erklären könnte.

Auffallend ist aber die Beobachtung von Miß Brooks, daß das Radium B ganz unbeeinflußt vom elektrischen Feld sich absetzte, während bei den von mir beschriebenen Versuchen das elektrische Feld gerade von sehr großer Wichtigkeit ist. Es scheint mir aber immerhin sicher, daß die von Miß Brooks und Rutherford beobachteten Erscheinungen im wesentlichen mit den von mir beobachteten zu vergleichen sind.

1) Miß Brooks, Nature, Juni 1904.
2) E. Rutherford, Radioaktivität, S. 404—405.

Berlin, Chem. Institut d. Universität.

(Eingegangen 16. Januar 1909.)

Die vollständige Balmersche Serie im Spektrum des Natriums.

Mit 1 Tafel (I).

Von R. W. Wood.

Die größte je im Laboratorium beobachtete Anzahl von Linien in einer Balmerschen Serie beträgt zwölf. Diese Zahl ist von Cornu und von Ames im Wasserstoffspektrum gefunden worden. Im Spektrum der Chromosphäre sind neunundzwanzig Wasserstofflinien verzeichnet worden, von denen die letzte ($n = 30$ in der Formel) kaum noch 15 Ångström-Einheiten vom theoretischen Ende der Serie entfernt ist. Beim Natriumdampf sind bislang sieben Linien der Hauptserie entdeckt.

Bei der Untersuchung des ultravioletten Absorptionsspektrums des Dampfes habe ich diese Zahl noch wesentlich zu steigern vermocht. Im Absorptionsspektrum treten keine anderen Linien auf als die der Hauptserien; wir brauchen daher nicht in einem Gewirr von Linien nach den zu der Serie gehörigen zu suchen wie im Wasserstoffspektrum bei Verwendung von Vakuumröhren.

Mit dem kleinen Quarzspektrographen von Fueß beobachtete ich zweiundzwanzig Linien; ich fand aber Andeutungen von weiteren Linien, welche das Instrument nicht aufzulösen vermochte. (Figur 1.)

Den Dampf erhielt ich bei diesen Versuchen durch Erhitzen des Metalles zu dunkler Rotglut in einem ungefähr 1 m langen Stahlrohr. Der Dampf ist für alle sichtbaren Strahlungen fast undurchsichtig und läßt nur das äußerste Violett durch. Man arbeitet am besten mit einem Druck von etwa 15 cm Stickstoff im Rohre, weil in einem hochgradig ausgepumpten Rohre die erforderliche Dichte schwer zu erhalten ist. Es ist nicht nötig, das Rohr mit Stickstoff zu füllen, denn der Natriumdampf entfernt bald den Sauerstoff, und der Rauch setzt sich in wenigen Minuten.

Als Lichtquelle diente der Kadmiumfunke, den ein großer Induktor mit Kondensator lieferte. Er gibt einen recht hellen kontinuierlichen Hintergrund und hat keine hellen Linien, die mit irgendwelchen Natriumlinien zusammenfallen. Das Spektrum wurde mit einem kleinen Quarzspektrographen von Fueß photographiert, der zwar nur eine Brennweite von 12 cm hat, aber doch in dem beobachteten Spektralgebiet etwa die gleiche Dispersion ergibt wie ein Konkavgitter von 1 m Radius mit 15000 Linien auf den Zoll. Bei Verwendung eines äußerst feinen Spaltes und sorgfältiger Fokussierung lassen sich die Wellenlängen bis auf etwa 0,2 Å.-E. genau bestimmen. Die Anzahl der Linien, die im Absorptionsspektrum erscheinen, wächst mit der Dichte des Dampfes, und ich bin sicher, daß bei Verwendung eines längeren Rohres und bei längerer Expositionszeit noch viel mehr Linien sichtbar werden würden. Ich gebe hier eine photographische Aufnahme wieder[1]), die natürlich stark vergrößert ist; das Funkenspektrum des Eisens ist als Vergleichsspektrum beigefügt. Auf dem Originalnegativ sind die Absorptionslinien bis hinab zur Kadmiumlinie 2418 Å.-E. zu sehen, während das theoretische Ende der Serie bei der Eisenlinie 2411 Å.-E. liegt. Diese beiden Punkte habe ich in der Figur 1 bezeichnet.

Bei Verwendung eines großen Spektrographen stieg die Zahl auf fünfunddreißig. Der Direktor des Bureau of Standards, Herr Dr. Stratton, hat mir in liebenswürdigem Entgegenkommen die Hilfsmittel dieses Institutes zur Verfügung gestellt. Herr Dr. Nutting war so freundlich, mir sein Arbeitszimmer anzubieten und daselbst mit mir gemeinsam das Problem zu bearbeiten. Wir rüsteten den großen Spektrographen von Fueß von 1 m Brennweite mit drei Cornuschen Prismen aus. Als Lichtquelle benutzten wir den sehr kräftigen Kadmiumfunken, den ein 10000 Volt-Umformer mit einem großen Kondensator im Stromkreise lieferte. Das Stahlrohr mit dem Natrium wurde in diesem Falle bis auf 2—3 mm Druck ausgepumpt und in einem Verbrennungsofen zu voller Rotglut erhitzt. Es erwies sich eine zwei- bis dreistündige Belichtungsdauer als erforderlich. Nach jeder Exposition wurde zum Vergleich das Eisenspektrum auf der Platte aufgenommen.

Auf der besten Platte ergab sich die Möglichkeit, 48 Linien zu messen. Damit haben wir die bei weitem vollständigste Balmersche Serie, die jemals beobachtet worden ist ($n = 50$). Für den Wasserstoff der Sonne (Chromosphäre) haben wir eine Serie mit $n = 30$, während im Laboratorium zwölf Linien beobachtet worden sind (Cornu und Ames). Beim Natrium wird wahrscheinlich die Grenze nur durch das Auflösungsvermögen des Spektroskops und die Dichte des Natriumdampfes bestimmt. Die abnehmende Intensität der Linien ist in der Photographie an der abnehmenden Breite sehr schön zu sehen. Die Figur 2 gibt einen Teil des Negativs vergrößert wieder. Bis zu $n = 40$ lassen sich die Linien in der Vergrößerung zählen; die letzten zehn Linien sind auf der Originalplatte nur unter dem Mikroskop zu sehen. Wir haben zu beiden Seiten der beiden ersten ultravioletten Linien (bei den Wellenlängen 3302 Å.-E. und 2800 Å.-E.) ein kanneliertes Spektrum entdeckt, analog dem zu beiden Seiten der *D*-Linien gefundenen, und vermutlich sind auch die übrigen Glieder der Serie von kannelierten Spektren begleitet. Ich bin gegenwärtig damit beschäftigt, diese kannelierten Spektren mittels eines Konkavgitters zu untersuchen. Das kannelierte Spektrum, welches die Linie 3302 Å.-E. umgibt, ist ganz verschieden von dem, welches die *D*-Linien begleitet.

Die Wellenlängen der gefundenen Linien sind in Ångström-Einheiten:

für $n = 6$	2664,50	für $n = 15$	2444,25
$n = 7$	2594,05	$n = 16$	2440,06
$n = 8$	2543,82	$n = 17$	2436,70
$n = 9$	2512,15	$n = 18$	2433,85
$n = 10$	2490,70	$n = 19$	2431,43
$n = 11$	2475,66	$n = 20$	2429,42
$n = 12$	2464,53	$n = 21$	2427,72
$n = 13$	2456,02	$n = 22$	2426,28
$n = 14$	2449,46	$n = 23$	2425,00

1) Die Figuren sind auf Tafel I vereinigt.

für $n=24$	2423,88	für $n=38$	2416,54
$n=25$	2422,90	$n=39$	2416,33
$n=26$	2422,04	$n=40$	2416,11
$n=27$	2421,29	$n=41$	2415,89
$n=28$	2420,60	$n=42$	2415,70
$n=29$	2420,02	$n=43$	2415,52
$n=30$	2419,50	$n=44$	2415,37
$n=31$	2419,00	$n=45$	2415,21
$n=32$	2418,44	$n=46$	2415,06
$n=33$	2418,09	$n=47$	2414,94
$n=34$	2417,71	$n=48$	2414,78
$n=35$	2417,38	$n=49$	2414,65
$n=36$	2417,10	$n=50$	2414,50
$n=37$	2416,81		

Die bisher erhaltenen Ergebnisse scheinen in Übereinstimmung mit der Theorie zu stehen, daß die Linien der Hauptserien nicht gleichzeitig durch verschiedene Schwingungsarten eines einzigen Systems entstehen. Eine Untersuchung der kannelierten Spektren wird zweifellos weiteres Licht über diesen Gegenstand verbreiten.

Ich habe bereits starke ultraviolette Fluoreszenz in dem Gebiete um 3302 Å.-E. erhalten, analog der früher im roten und im blaugrünen Spektralgebiete untersuchten Fluoreszenz.

Auch habe ich schon früher gezeigt, daß das kannelierte Spektrum im grünen und blauen Gebiet irgendwie mit den D-Linien zusammenhängt, denn die D-Linien erscheinen im Fluoreszenzspektrum, wenn der Dampf mit blaugrünem Licht erregt wird, das von dem kannelierten Spektrum absorbiert wird. Der Umstand, daß die übrigen Glieder der Hauptserie ebenfalls von kannelierten Spektren begleitet werden, ist sehr bezeichnend.

Gegenwärtig bin ich bemüht, einen Weg zu finden, um die Glieder höherer Frequenz der Hauptserie im Emissionsspektrum erscheinen zu lassen. Bis jetzt habe ich aber die geeigneten Bedingungen noch nicht gefunden.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 16. November 1908 bzw. 5. Januar 1909.)

Bemerkung zur Arbeit des Herrn Fürstenau über $\frac{e}{m}$ im *Hg*-Dampfmolekül[1]).

Von Robert Pohl.

Herr Fürstenau versucht aus der Drudeschen Form[2]) des Wiedemann-Franzschen Gesetzes eine neue Methode zur Bestimmung von $\frac{e}{m}$ am geladenen Hg-Atom zu erhalten.

1) Diese Zeitschr. **9**, 849, 1908.
2) F. Richarz Wied. Ann. **67**, 705, 1899.

Aus seiner Formel (20), S. 577,

$$\frac{k}{\sigma} = \frac{4}{3}\left(\frac{\alpha}{e}\right) T \text{ oder } \frac{\alpha}{e} = \sqrt{\frac{3}{4}\frac{k}{\sigma}\frac{1}{T}}$$

α mittlere kinetische Energie eines Moleküls für 1^0,
e Ladung desselben,
k Wärme-, σ elektrisches Leitvermögen,

berechnet Drude für $\frac{\alpha}{e}$ den Wert $4{,}4 \cdot 10^{-7}$, der mit dem gleichen Quotienten der kinetischen Gastheorie gut stimmt. Denn dort ergibt sich z. B.

$$\frac{\alpha}{e} = \frac{3}{2}\frac{R \cdot m}{M \cdot e} = \frac{3}{2}\frac{R}{N \cdot e}$$

$$\frac{\alpha}{e} = 4{,}3 \cdot 10^{-7}.$$

R = Gaskonstante = $831 \cdot 10^5$ Erg Grad,
m = Maße eines Moleküls,
M = Maße eines Moles,
N = Molekülzahl des Moles,
Ne = 96540 Coulomb.

Herr Fürstenau schreibt Drudes Formel in der Form

$$\frac{c_v \cdot A \cdot m}{e} = \sqrt{\frac{3}{4}\frac{k}{\sigma}\cdot\frac{1}{T}}$$

c_v = spezifische Wärme des (einatomigen) Hg,
A = mechanisches Wärmeäquivalent,

erhält für $c_v = 0{,}01476$ cal (Warburg) für $\frac{m}{e}$ nahezu den Wert der Elektrolyse und beweist damit nur die Richtigkeit der bekannten für einatomige Gase geltenden kinetischen Gleichung[2])

$$c_v = \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{A \cdot M} = \frac{3{,}0}{M}.$$

Eine neue Methode zur Bestimmung von $\frac{e}{m}$ liegt also nicht vor.

Berlin, Dezember 1908. Physikal. Institut der Universität.

(Eingegangen 9. Dezember 1908.)

Über eine neue Wirkung des elektrischen Stromes.

Zur Deutung der Versuche des Herrn M. Cantor.

Von Edgar Meyer.

Kürzlich hat Herr M. Cantor[1]) eine neue Wirkung des elektrischen Stromes beschrieben, und die interessanten Versuche auch auf der

1) M. Cantor, Über eine neue Wirkung des elektrischen Stromes. Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 726, 1908; diese Zeitschr. **9**, 887, 1908.

Naturforscherversammlung in Cöln demonstriert. Es handelt sich um folgendes:

Schickt man durch eine sehr dünne Metallschicht (*Au*, *Ag*, *Pt*), die an einer Stelle einen scharfen Knick besitzt, einen elektrischen Strom, so wird ein elektrisch geladener Körper, den man in 2—3 mm Abstand der scharfen Kante gegenüberstellt, entladen.

Herr Cantor erklärt den Vorgang folgendermaßen: Auf Grund der Vorstellung, daß die elektrische Strömung in metallischen Leitern mit der Translation träger Teile verbunden sei, ist zu erwarten, daß die Teile an solchen Stellen vermöge ihrer Trägheit das leitende Metall verlassen, an denen die Stromfäden eine plötzliche Richtungsänderung erfahren.

Gegen diese Erklärung sprechen aber meiner Ansicht nach die Vorstellungen, die man sich bisher in der Elektronentheorie der Metalle gemacht hat. Die Teilchen, die nach der Cantorschen Auffassung aus dem Metall heraustreten sollen, könnten nur die Elektrizitätsträger sein, da diesen allein durch die elektrische Kraft im Metall eine Richtungsbevorzugung erteilt wird. Der Geschwindigkeitszuwachs aber, den diese Träger durch die elektrische Kraft während ihrer freien Weglänge erhalten, ist klein gegenüber der Geschwindigkeit, die sie vermöge ihres Temperaturgleichgewichtes mit dem Metall besitzen. Wäre dieses nicht der Fall, so würde das Ohmsche Gesetz nicht gelten [1]).

Es ist nun nicht gut anzunehmen, daß dieser geringe Geschwindigkeitszuwachs die Teilchen befähigt, das Metall verlassen zu können, man müßte fordern, daß auch ohne Stromdurchgang durch die Metalle elektrisch geladene Teilchen ausgesandt würden, was aber nicht beobachtet ist.

Folgende Versuche aber führen zu einer anderen Deutung der neuen Erscheinung.

1. Die Versuche wurden analog den Cantorschen ausgeführt, und zwar mit Glas-, Glimmer- und amorphen Quarzplättchen, die mit einer dünnen Schicht eingebrannten Platins überzogen waren. Es zeigte sich nun, daß der Hauptwiderstand der Metallschichten gerade an der scharfen Kante liegt, woraus mit großer Wahrscheinlichkeit hervorzugehen scheint, daß dort die Metallschichten nicht vollständig zusammenhängend sind. Ein in den Stromkreis (verwendet wurde eine Batterie von 60 Volt) eingeschaltetes Telephon gab immer dann ein andauerndes Geräusch, wenn Entladung des Elektroskops eintrat. Schwieg das Telephon beim Stromdurchgang, so wurde auch das Elektroskop nicht entladen. Diesen Zustand kann man erreichen, wenn man die Kante vorsichtig frisch platiniert, und dadurch einen vollständig zusammenhängenden Metallüberzug erzeugt.

2. Im Dunkeln sieht man bei ausgeruhtem Auge an der Kante eine leuchtende Entladung, und zwar auch nur immer in dem Falle, wenn das Telephon tönt. Unter dem Mikroskop beobachtet man teils hin und her huschende Fünkchen, teils ruhig an einer Stelle verharrende Lichtpunkte.

3. Die entladende Wirkung wird aufgehalten, wenn vor die Kante eine 0,002 mm dicke *Al*-Folie oder eine 1 mm dicke Quarzplatte gesetzt wird. Die von Herrn Cantor beschriebene photographische Wirkung der Kante ist aber auch durch die Quarzplatte hindurch zu erhalten.

4. Ein scharfer Knick der Metallschicht ist nicht notwendig. Man kann die Erscheinung auch so erhalten, daß man in der Mitte einer auf einer ebenen Glasplatte befindlichen Platinschicht einen feinen Riß macht, also hier dieselben Bedingungen herstellt, wie sie bei dem Versuche von Cantor an der scharfen Kante vorhanden sind. Es ist leicht zu erreichen, daß der Kontakt noch genügend ist, um dem Strom den Durchgang zu gestatten. Vertikal über diesem Riß und parallel mit ihm bringt man in 2—3 mm Entfernung den mit dem geladenen Elektroskop verbundenen Draht an. Auch in diesem Falle tritt Entladung des Elektroskops ein, gleichzeitig tönt das Telephon und im Dunkeln sind an dem Risse Fünkchen zu beobachten.

5. Es gelingt manchmal, durch einen in der Nähe überspringenden Funken eines Induktoriums die Erscheinung zu unterdrücken. Sie tritt wieder auf nach starkem Klopfen auf die Schicht. Hierbei sei bemerkt, daß auch eine entladende Wirkung in der Nähe folgender Vorrichtung zu beobachten war. Zwei Elektroden wurden durch lose aufgeschüttete Kohlekörnchen (aus einem Mikrophon von Mix & Genest) verbunden. Auch hier trat Entladung dann ein, wenn das Telephon tönte.

Aus diesen Versuchen scheint mir hervorzugehen, daß man die Cantorsche Erscheinung auch durch eine Ionisation der Luft erklären kann, die durch die leuchtende Entladung an der scharfen Kante hervorgerufen wird.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 9. Dezember 1908.)

1) Vgl. z. B. J. J. Thomson, Die Korpuskulartheorie der Materie, S. 52. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn, 1908.

Magnetische Astasierung von Drehspulengalvanometern.

Von Max Reinganum.

Es ist gewiß von Interesse, ein Drehspulengalvanometer, dessen Empfindlichkeit ja eine bestimmt gegebene ist, für bestimmte Zwecke



empfindlicher machen zu können. Gelingt dies, so erspart man sich in vielen Fällen den Besitz eines weiteren hochempfindlichen Galvanometers.

Ich versuchte die Astasierung eines Drehspulengalvanometers auf zweierlei Weise, die beide von Erfolg begleitet waren.

Die eine Methode bestand darin, daß außerhalb des stärksten Magnetfelds, am unteren Befestigungsende des Aufhängedrahts, aber noch am festen System, ein Stäbchen aus weichem Eisen horizontal und senkrecht zu den dortselbst horizontal verlaufenden Kraftlinien befestigt wurde. Es erfährt in dieser Lage eine verschwindend kleine Induktion. Wird nun die Spule abgelenkt, indem ein Strom durch sie hindurchfließt, so erfährt das Stäbchen mit wachsendem Winkel gegen die Ruhelage eine wachsende Induktion, deren Moment das rücktreibende Torsionsmoment des Aufhängedrahts teilweise kompensiert, so daß ein größerer Ausschlag als ohne Eisenstäbchen entsteht. Es kommt darauf an, die Länge des Eisenstäbchens so zu wählen, daß seine Ruhelage noch stabil ist, das entstehende Induktionsmoment also nicht größer als das Torsionsmoment ist. Resultate dieser Methode sollen unten mitgeteilt werden.

Bei der zweiten Methode wurde ein kleiner Magnet (magnetisierter Stahldraht) an derselben Stelle des Systems, jedoch parallel zu den Kraftlinien, und mit entgegengesetzter Polrichtung, als der Gleichgewichtslage entspricht, befestigt. Auch hier entsteht bei Ablenkungen ein im gleichen Sinn weiter wirkendes Drehmoment der Magnetnadel. Die zweite Methode war wenigstens bei meinem Instrument die praktischere, denn bei dieser stellte sich vollkommene Proportionalität von Ausschlag und Stromstärke heraus. Die Methode setzt natürlich voraus, daß sich am System eine Befestigungsstelle findet, die nicht so nahe am Feldmagneten ist, daß etwa Ummagnetisierung des Stahldrahtes stattfindet.

Weder der Eisendraht, noch im zweiten Fall der magnetisierte Stahldraht wurden übrigens direkt am Instrument befestigt. Es wurden nur Auflagen aus dünnem Kupferdraht an dieses angekittet, eine senkrecht und eine parallel zur Kraftlinienrichtung. So konnte das Stückchen Draht leicht aufgelegt, wieder entfernt und wenn nötig in seiner Länge oder Magnetisierung geändert werden. Der Abstand der zusammen gehörenden Auflagehaken (10 mm bzw. 12 mm) war übrigens zu groß für die direkte Auflage des Drahts. Bei so langen Stückchen war nämlich das Gleichgewicht schon labil. Es konnten aber beliebig kürzere Stückchen verwendet werden, indem dieselben an einen dünnen Kupferdraht von ca. 15 mm Länge angekittet wurden, der seinerseits auf die Auflage gelegt wurde. Die Auflagen waren so, daß der Magnet nicht durch die Feldkraft herausgezogen wurde. Neben der von den Hufeisenmagneten herrührenden Feldstärke spielte das Erdfeld keine Rolle.

Das benutzte Instrument, ein vor mehreren Jahren im hiesigen Institut konstruiertes, besitzt die Empfindlichkeit $9{,}55 \cdot 10^{-9}$ Amp. pro mm Ausschlag bei 1 m Skalenentfernung. Die Empfindlichkeit ist also nicht sehr groß. Die Schwingungsdauer ist 3,9 Sek. Wie weit Proportionalität von Stromstärke und Ausschlag vorhanden war, zeigt folgende Zusammenstellung bei ca. 1,4 m Skalenabstand.

Stromstärke	kommut. Ausschlag	$\frac{\text{Ausschlag} \times 10^{-7}}{\text{Stromstärke}}$
$2{,}49 \cdot 10^{-7}$ A.	7,3 cm	2,93
$2 \cdot 2{,}49 \cdot 10^{-7}$ A.	15,0 „	3,01
$3 \cdot 2{,}49 \cdot 10^{-7}$ A.	22,8 „	3,05

Die Proportionalität von Ausschlag und Stromstärke war also bei dem in gewöhnlicher Weise benutzten Instrument keine ganz vollkommene.

1. Versuche mit weichem Eisendraht senkrecht zu den Kraftlinien aufgelegt.

Drahtdicke 0,33 mm. Durch nachträgliche Drehung der Aufhängung wurde dafür gesorgt, daß der Nullpunkt angenähert mit dem normalen übereinstimmte.

a) Länge des Drahtstückchens 6 mm. Halbe Schwingungsdauer im offenen Zustand mit demselben 4,6 Sek.

Stromstärke	kommut. Ausschlag	$\frac{\text{Ausschlag} \times 10^{-7}}{\text{Stromstärke}}$
$2{,}49 \cdot 10^{-7}$ A.	11,7 cm	4,70
$2 \cdot 2{,}49 \cdot 10^{-7}$ A.	26,2 „	5,26
$3 \cdot 2{,}49 \cdot 10^{-7}$ A.	38,8 „	5,20

Die Empfindlichkeit ist für kleine Ausschläge auf das 1,6 fache gestiegen, dieselbe nimmt mit größerem Ausschlag etwas zu.

b) Gleichzeitige Verwendung zweier Drahtstückchen von 7,6 und 4,9 mm Länge.

A.	kommut. Ausschlag	$\frac{\text{Ausschlag} \times 10^{-7}}{\text{Stromstärke}}$
$1{,}245 \cdot 10^{-7}$	9,4 cm	7,55
$2{,}49 \cdot 10^{-7}$	19,4 „	7,79
$3 \cdot 1{,}245 \cdot 10^{-7}$	34,2 „	9,16
$2 \cdot 2{,}49 \cdot 10^{-7}$	51,4 „	10,32

Die Empfindlichkeit für kleine Ausschläge ist auf das 2,66 fache gestiegen, beträgt somit etwa $3{,}6 \cdot 10^{-9}$, und wächst mit wachsendem Ausschlag.

Wir können aus den Versuchen den Schluß ziehen, daß mit Stäbchen aus weichem Eisen eine Erhöhung der Empfindlichkeit eintritt, jedoch, wenigstens bei der benutzten Eisensorte,



die Proportionalität von Ausschlag und Strom nur unvollkommen erfüllt ist.

2. Versuche mit magnetisiertem Stahldraht, parallel zu den Kraftlinien gelegt. Drahtdicke 0,28 mm.

a) Magnetisiertes Drahtstückchen gibt Schwingungsdauer 5,0 Sek. $2{,}49 \cdot 10^{-7}$ A. geben 15 cm komm. Ausschlag. Empfindlichkeit also etwa verdoppelt.

b) Magnetisiertes Drahtstück von 10 mm Länge. Schwingungsdauer etwa 6,6 Sek.

Stromstärke	kommut. Ausschlag	Ausschlag × 10−7 / Stromstärke
$1{,}245 \cdot 10^{-7}$ A.	12,7 cm	10,2
$2{,}49 \cdot 10^{-7}$ A.	24,2 „	9,72
$4{,}98 \cdot 10^{-7}$ A.	49,2 „	9,88

Die Proportionalität von Ausschlag und Stromstärke ist so gut wie bei dem ursprünglichen Instrument erfüllt. Die Empfindlichkeit ist mehr als verdreifacht und hat den hohen Wert $2{,}9 \cdot 10^{-9}$. Der Nullpunkt ist völlig konstant.

Die Methode der magnetisierten Drahtstückchen, entgegengesetzt dem magnetischen Feld gerichtet, erweist sich also als brauchbar.

c) Dasselbe Drahtstück nachmagnetisiert. Halbe Schwingungsdauer ca. 12 Sek.

Stromstärke	kommut. Ausschlag	Ausschlag × 10−7 / Stromstärke
$0{,}1245 \cdot 10^{-7}$ A.	3,6 cm	28,9
$1{,}245 \cdot 10^{-7}$ A.	39,6 „	31,8

Die Empfindlichkeit ist ungefähr verelffacht und hat den sehr hohen Wert $8{.}8 \cdot 10^{-10}$. Doch wandert bei dieser sehr langsamen Schwingungsdauer der Nullpunkt. Der Quotient in der dritten Kolumne ist innerhalb der Beobachtungsfehler konstant.

Versuche mit weiteren Drehspulengalvanometern habe ich, als außerhalb meines Zweckes liegend, nicht vorgenommen. Es dürfte aber kein Zweifel sein, daß sich das Verfahren auch auf alle derartigen Instrumente anwenden läßt. Es wird wohl Sache der betreffenden Firmen sein, den jeweils günstigsten Platz, für die Anbringung einer praktischen Auflage (womöglich eine Stelle nicht zu starken Magnetfelds) auszuprobieren. In der Dicke der magnetisierten Stahldrähte kann man wenn nötig bis zu sogenannten Haardrähten heruntergehen, und diese zur bequemeren Handhabung von vornherein auf Kupferdraht auflöten. Werden Stahlstäbchen in passender Form dem Instrument mitgegeben, so kann der Benutzer desselben sie sich leicht selbst nach Wunsch magnetisieren, bzw. ihre Magnetisierung durch Streichen ändern.

Namentlich bei schnellschwingenden Drehspulensystemen erscheint die beschriebene Methode, für bestimmte Zwecke die Empfindlichkeit erhöhen zu können, als nützlich. Man kann hier die Empfindlichkeit in weiten Grenzen erhöhen, ohne zu hohe Schwingungsdauern und inkonstante Nullpunkte zu erhalten.

Auch Elektrometer kann man natürlich auf die beschriebenen Arten empfindlicher machen, wenn man für ein passendes Magnetfeld sorgt. Nur muß der magnetisierte Draht etwa durch eine runde leitende Scheibe geschützt sein, um elektrische Richtkräfte auf denselben auszuschließen.

Freiburg i. B., 18. Dezember 1908, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 20. Dezember 1908.)

Beiträge zur Kenntnis des Barretters.

Von Johannes Rautenkrantz.

Bei dem Messen der Hochfrequenzströme gelangt der Barretter zu immer größerer Bedeutung[1]). Zur Beurteilung der mit ihm erzielten Meßresultate sind noch einige Erscheinungen zu klären. Auf Veranlassung und mit Unterstützung von Herrn Prof. Dr. K. E. F. Schmidt habe ich in dessen Laboratorium folgende Fragen bearbeitet:

1. Die Größe des günstigsten Brückenstromes.
2. Der Stromfaktor.
3. Der Zusammenhang zwischen Eigenwiderstand, Stromfaktor und Empfindlichkeit.

1. Günstigster Brückenstrom.

Wir verwenden die Barretter fast ausschließlich in einer Wheatstoneschen Brückenschaltung und zwar in neuerer Zeit für exakte Messungen mit nur einem Barretter[2]) schon die ersten Messungen mit Barretterschaltungen zeigten, daß die Bemessung des dem Barretter unterzulagernden Gleichstromes eine ganz bestimmte sein muß[3]), um das Maximum der Wirkung zu erhalten. Im folgenden sei der, dem Barretter untergelegte Gleichstrom mit i_B bezeichnet, der günstigste Strom mit $i_{B\,\text{opt.}}$ Untersuchungen mit Barrettern verschiedenster Drahtstärke zeigten nun, daß die Lage dieses $i_{B\,\text{opt.}}$ fast unabhängig von der Drahtstärke ist, wohl aber vom Eigen-

1) K. E. F. Schmidt, Studien zum Barretter. Diese Zeitschr. **8**, 601—606, 1907.

2) Temperaturschwankungen werden dann durch Versenken des Barretters in ein Ölbad vermieden.

3) K. E. F. Schmidt, Beiträge zur Kenntnis des Barretters. Diese Zeitschr. **7**, 642—644, 1906. In neuerer Zeit haben Warburg, Leithäuser und Johansen diese Tatsache bei ihren Untersuchungen über das Vakuumbolometer bestätigt. Ann. d. Phys. **24**, 25—42, 1907.

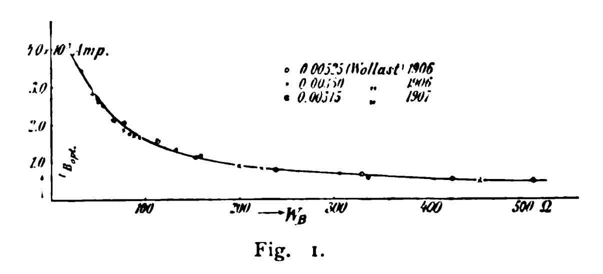


Fig. 1.

widerstand des Barretters abhängt. Die Kurve in Fig. 1 zeigt die Abhängigkeit des günstigsten Barretterstromes $i_{B\,\text{opt.}}$ in Abhängigkeit vom Widerstand des Barretters W_B. Da der Widerstand des dünnen Barretterdrähtchens sehr vom durchfließenden Strom i_B abhängig ist, so wurde in dieser Arbeit stets, um Einheitlichkeit zu erhalten, der Eigenwiderstand W_B auf den Strom $i_B = 0{,}002$ Amp. bezogen[1]).

Da die Gleichungen für die Wheatstonesche Brücke ein solches $i_{B\,\text{opt.}}$ nicht erkennen lassen, muß die Ursache im Barretter selbst liegen. Bestimmt man mittelst Kompensationsapparates die zu den verschiedenen Stromwerten i_B gehörigen Widerstände W_B, so erhält man Kurven, die den in Fig. 2 dargestellten Verlauf haben.

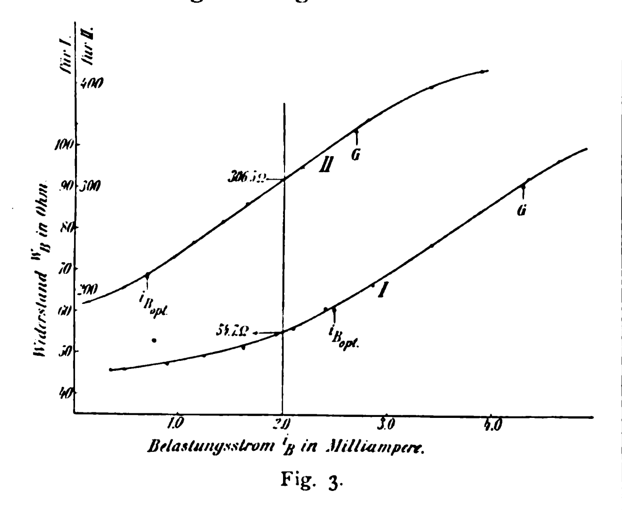


Fig. 3.

Die Kurve I entstammt einem Barretter (Nr. 45) mit einem Drahtdurchmesser von 0,00525 mm[2]) und einen Eigenwiderstand $W_B = 54{,}7\ \Omega$. Die Kurve II gilt für einen Barretter (Nr. 27a) von gleicher Drahtstärke, aber größerer Schleifenlänge und somit größerem $W_B = 306{,}5\ \Omega$. Die einzelnen Strecken der Kurven entsprechen den verschiedenen Temperaturbereichen. Beim Punkt G fängt der Draht sichtbar an zu glühen. Beim Vergleich beider Kurven findet man, daß die Lage von $i_{B\,\text{opt.}}$ bei beiden Kurven an analogen Stellen liegt und zwar nahe dem Punkte, wo die Kurven anfangen geradlinig zu verlaufen. Ein Vakuum-Barretter hat demnach seine größte Empfindlichkeit bei einer ganz bestimmten Temperatur. Bei Überschreitung derselben, bei weiterer Steigerung der Stromstärke, überwiegt der Verlust durch Strahlung, welcher der dritten Potenz der absoluten Temperatur proportional ist, der Verlust durch Konvektion, und es sinkt mit zunehmender Temperatur die Temperaturempfindlichkeit[1]).

Beim Einbauen der Barretter in eine Brückenkombination ist daher darauf zu achten, daß die elektrischen Brückendimensionen für das Stromoptimum eingerichtet werden. Bei unseren gebräuchlichen Kombinationen ist in den Barretterzweig ein Galvanometer mit Nebenschluß geschaltet, um jederzeit das Stromoptimum kontrollieren zu können. In den Kombinationen und auch bei den untersuchten Kreisen ist der dem Barretter gegenüberliegende Widerstand W so dimensioniert, daß $W = w_B$ bezogen auf $i_{B\,\text{opt.}}$ ist. Hierdurch erhält man recht günstige symmetrische Verhältnisse in der Brücke. Dieser Widerstand W wird zweckmäßig auch gleich als Drosselspule hergestellt[2]). Die Art des zu messenden Wechselstromes ist, wie mehrfache Untersuchungen gezeigt haben, ohne Einfluß auf die Lage von $i_{B\,\text{opt.}}$

2. Der Stromfaktor.

K. E. F. Schmidt nennt den Stromfaktor die Widerstandszunahme des Barretterdrahtes für die Stromzunahme von 0,001 Amp.[3]). Im folgenden bezeichne ich den Faktor durch σ. Auf Grund der neueren Untersuchungen beschränke ich den Stromfaktor σ für jede Drahtsorte auf ein bestimmtes Stromintervall. So bei Draht von 0,00525 mm Φ für i_B von 0,002 bis 0,003 Amp., bei Draht unter 0,0035 mm Φ für i_B von 0,0015—0,0025 Amp. Da der Verlauf der Kurven in diesem Bereich und somit auch die Widerstandsänderung (Stromfaktor σ) von den durch die Drahtdimensionierung bedingten Wärmeverhältnissen abhängt, so ist der Stromfaktor σ ein deutliches Charakteristikum für den Barretter.

3. Eigenwiderstand, Stromfaktor und Empfindlichkeit.

Die Untersuchungen des Herrn Neuhaus ergeben, daß die Empfindlichkeit der Bar-

1) Der früher benutzte Wert $i_B = 0{,}00375$ Amp. war nicht für dünnere Drähte zu benutzen, da diese bei solcher Stromstärke schon heftig glühen.

2) Mikroskopisch gemessen.

1) Das ist derjenige Galvanometer-Ausschlag in Skalenteilen, welcher eine Temperaturerhöhung von 1° hervorruft.

2) Eine Steigerung der Empfindlichkeit erhält man auf Grund einer theoretischen Erwägung von Herrn Dr. Zöllich, wenn man $W > w_B$ macht, z. B. eine Steigerung um ca. 50 Proz., wenn $W = 10\,w_B$ ist.

3) K. E. F. Schmidt, Meßapparate für schnelle elektrische Schwingungen. Sitzungsbericht der Naturforschenden Gesellschaft, Halle a. S., Sitzung vom 19. Mai 1906.

retter im praktischen Gebrauch nicht mit der Verminderung der Drahtstärke zunimmt, da es bei den schwachen Drahtsorten sehr schwierig ist, genügend kleine Widerstände zu erzielen. Die schwächste Drahtsorte, mit der wir hier augenblicklich arbeiten, hat einen Durchmesser von 0,0026 mm[1]). Ich glaube kaum, daß praktisch brauchbare Barretter von 0,0005 mm Φ hergestellt werden können, da auf Grund eingehender Untersuchungen der Eigenwiderstand auf die Empfindlichkeit von großem Einfluß ist. Auch Barretterdrähte, die meßbar den gleichen Durchmesser haben, aber verschiedenen Lieferungen entstammen, verhalten sich verschieden. Näher untersucht sind bis jetzt folgende Drahtsorten[2])

0,02 mm	(reiner Platindraht)		
0,01 „	(Wollastondraht)		
0,00525 mm	„	Serie	1906
0,00350 „	„	„	1906
0,00350 „	„	„	1908
0,00315 „	„	„	1907
0,00260 „	„	„	1908

In Tabelle I sind die für den aus Platin direkt gezogenen Draht von 0,02 mm Φ gefundenen Resultate enthalten.

Tabelle I.
Serie: 0,02 mm (rein Pt).

Nr.	W_B bezogen auf 0,01 Amp.	i_B opt.	Stromfaktor σ' bezogen auf $i_B = 0{,}008$—$0{,}012$ Amp.
103	24,16 Ω	0,010 Amp.	5,96 Ω
113	11,10 „	0,011 „	2,12 „
117	3,68 „	0,030 „	0,14 „
122	ca. 1 „	ca. 0,1 „	—

Tabelle II enthält eine Zusammenstellung der bei Barrettern mit 0,00525 mm Φ erzielten Ergebnisse. Die für die relative Empfindlichkeit angegebenen Werte entstammen den Messungen des Herrn Neuhaus.

Tabelle II.
Serie: 0,00525 mm (Wollast) 1906.

Nr.	W_B Ω	i_B opt. Milliamp.	σ Ω	Relative Empfindlichkeit
48	26,8	3,62	3,0	—
27	32,0	3,42	4,0	—
33	48,8	2,70	10,7	103,0
29	50,0	2,60	13,0	—
45	54,7	2,50	12,8	108,2
33a	67,0	2,10	15,0	117,5
42	83,0	1,75	33,0	141,0
29a	132,0	1,35	36,0	137,9
27a	306,5	0,70	58,0	63,7

1) Die in der Arbeit von K. E. F. Schmidt, diese Zeitschr. 8, 601—606, 1907, erwähnten Drahtdurchmesser von 0,001—0,003 mm sind von der Firma Heraeus angegeben worden. Eine von mir vorgenommene mikroskopische Nachmessung ergab beträchtlich höhere Werte.

2) Die Durchmesser sind mikroskopisch ermittelt.

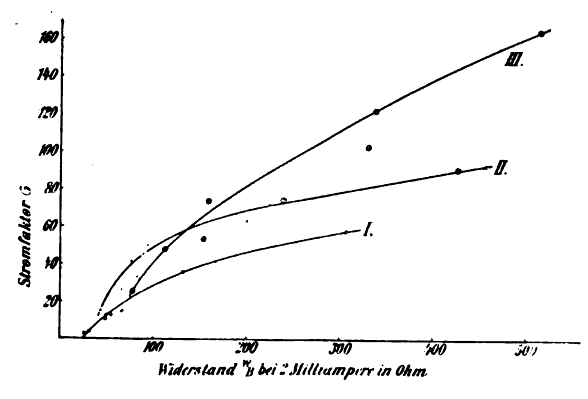


Fig. 3.

Die Kurve I mit den ⊙ Punkten in Fig. 3 zeigt die Abhängigkeit des Stromfaktors σ von dem, auf die Stromstärke von 2 Milliampere bezogenen Eigenwiderstand W_B, während die Kurve I in Fig. 4 die Abhängigkeit der relativen Empfindlichkeit vom Stromfaktor zum Ausdruck

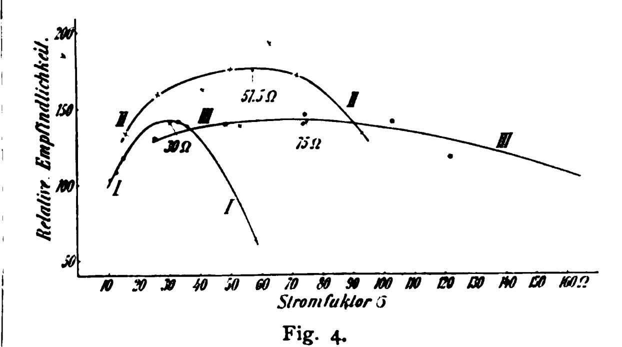


Fig. 4.

bringt. Die Kurve zeigt, daß die Empfindlichkeit bei einem Stromfaktor σ von 30 Ω ihr Maximum erreicht und nach beiden Seiten ziemlich steil abfällt, so daß bei $\sigma = 10$ Ω oder $\sigma = 50$ Ω eine Abnahme um ca. 40 Proz. eintritt.

Die Untersuchung der 0,0035 mm Φ-Serie ergab die in Tabelle III enthaltenen Werte.

Tabelle III.
Serie: 0,0035 mm (Wollast) 1906.

Nr.	W_B Ω	i_B opt. Milliamp.	σ Ω	Relative Empfindlichkeit
21	43,5	2,80	15,5	132,4
69	66,0	2,10	26,2	158,0
75	77,0	1,85	41,0	163,0
71	88,0	1,72	45,0	—
74a	94,0	1,66	50,1	174,9
73a	156,0	1,12	55,5	—
71a	200,0	0,93	63,0	195,2
69a	224,0	0,84	72,0	171,5
76a	455,0	0,47	93,0	133,1

Die Kurve II mit den ×-Punkten in Fig. 3 zeigt den Stromfaktor bei verschiedenem Widerstand. Der zu dieser Serie verwendete Draht

muß wohl in bezug auf Homogenität und Gleichmäßigkeit im Durchmesser nicht ganz regelmäßig sein, da verschiedene Punkte aus der Kurve herausfallen. Diese Vermutung wird bekräftigt dadurch, daß diese Barretter aus der Empfindlichkeitskurve, Kurve II in Fig 4 mit den ⊙-Punkten, herausfallen. Im übrigen zeigt die Empfindlichkeitskurve den gleichen Charakter wie diejenige des 0,00525 mm-Barretters. Das Maximum der Empfindlichkeit liegt für diese Serie bei einem Stromfaktor $\sigma = 57{,}5\ \Omega$.

Die Ungleichmäßigkeiten der Platinseele des Wollastondrahtes nehmen mit abnehmendem Drahtdurchmesser infolge der hohen mechanischen Beanspruchungen bei der Herstellung zu. Es zeigte darum die nächste Serie mit einem Durchmesser von 0,00315 mm schon bedeutend mehr fertige Exemplare mit anormalen Verhältnissen. Tabelle IV enthält die zu dieser Serie gehörigen Werte, die Stromfaktorkurve ist in Fig. 3 durch die Kurve III mit ⊙ dargestellt, die Empfindlichkeitskurve ist als Kurve III ebenfalls mit × in Fig 4 eingezeichnet. Der günstigste Stromfaktor, der in der Folge mit $\sigma_{opt.}$ bezeichnet

Tabelle IV.

Serie: 0,00315 mm (Wollast) 1907

Nr.	$W_B\ \Omega$	i_B opt. Milliamp.	σ_Ω	Relative Empfindlichkeit
105	78,0	2,05	25,5	130,0
101	113,2	1,55	48,4	130,6
94	154,0	1,14	53,2	137,7
100	159,0	1,18	73,7	139,6
102	238,9	0,80	74,5	145,2
91	337,1	0,58	122,0	117,7
87	425,6	0,52	91,0	112,8
107	513,0	0,47	165,0	119,0
98	330,0	0,66	103,0	140,3

werden soll, ist bei dieser Serie nach 75 Ω gerückt. Ein Vergleich der 3 letzten Serien, wie ihn Tabelle V ergibt, läßt erkennen, daß mit zunehmendem Drahtdurchmesser $\sigma_{opt.}$ abnimmt,

Tabelle V.

Serie	$\sigma_{opt.}$	Relative Empfindlichkeit
0,00525	30 Ω	142
0,00350	55 „	175
0,00315	75 „	142

ferner daß die Empfindlichkeit bei einer gewissen Drahtstärke ein Maximum erreicht. — Von der 0,0026 mm Serie ist bis jetzt nur ein Exemplar untersucht, so daß über diese Serie noch keine Angaben zu machen sind.

Die im Barretterdraht verbrauchte Joulesche Wärme ist

$$Q = i_B^2\, W_B \cdot 10^7 \text{ Erg.}$$

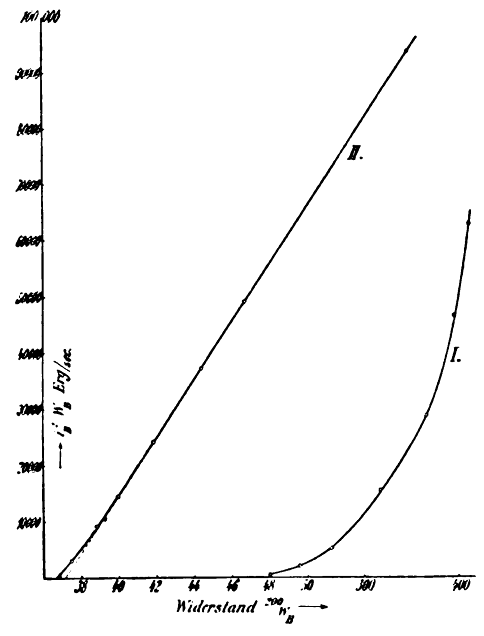


Fig. 5.

In Fig. 5 ist für den Barretter Nr. 27a die Joulesche Wärme Q in Abhängigkeit vom jeweiligen Widerstand W_B als Kurve I aufgetragen, hierbei befindet sich der Barretter in einem sehr hohen Vakuum. Kurve II zeigt den Verlauf, sobald sich ein Barretterdraht im lufterfüllten Raume befindet, so daß auch ein Wärmeverlust durch Ableitung an die umgebende Luft eintreten kann. Nur in ihrem unteren Bereich zeigt die Kurve eine Abweichung von der Proportionalität, die sie im praktisch brauchbaren Teil besitzt. Kennely fand bei seinen Barretteruntersuchungen[1]) das gleiche Verhalten, und indem er

$$\frac{dQ}{dW_B} = b = \text{konst.}$$

setzte[2]), konnte er ein Gesetz für die Empfindlichkeit eines Barretters aufstellen und eine Konstante des Barretters berechnen. Dieses Gesetz ist aber nur gültig für den in Luft befindlichen Barretterdraht. Für den Vakuumbarretter, der hauptsächlich Verwendung findet, wird die Kurve je nach Form und Dimensionierung der an der Wärmeleitung beteiligten Metallmassen eine andere Form annehmen.

Aus vorstehenden Ergebnissen geht hervor, daß die Beschaffenheit des Drahtes und seines Silbermantels von maßgebendem, aber manchmal unkontrollierbarem Einfluß auf die Wirkungsweise des Barretters ist. Um von den Ungleichmäßigkeiten der verschiedenen Drahtlieferungen

1) A. E. Kennely, High-frequency telephone circuit tests. Transactions of the Int. El. Congress, St. Louis 1904, Bd. III, S. 427.

2) Kennely nannte die Konstante „Dissipation-resistance constant".

unabhängig zu sein, sucht Herr Prof. Dr. Schmidt in Verbindung mit der Firma Heraeus-Hanau einen „Normaldraht" zu schaffen, der einigermaßen gute Empfindlichkeit mit großer Gleichmäßigkeit vereinen soll. Die diesbezüglichen Untersuchungen sind noch nicht abgeschlossen.

Nachsatz: In einer Arbeit, betitelt: „Barrettermessungen und einige Barrettererscheinungen"[1]) beschreibt Béla Gáti am Schlusse eine Erscheinung, welche derselbe bei einem Barretter in Brückenschaltung gefunden hat. Béla Gáti findet, daß bei x- abgeglichener Brücke und einem bestimmten Barrettergleichstrom eine Änderung des Batteriestromes einen Ausschlag des Galvanometers zur Folge hat. Diese Erscheinung erklärt sich einfach dadurch, daß durch den veränderten Batteriestrom auch der Strom im Barretterzweig geändert wird, da ja der Barretterwiderstand vom Strom beeinflußt wird, dahingegen die übrigen Widerstände der Brücke unveränderlich sind. Die in der Tabelle wiedergegebenen Galvanometerausschläge sind lediglich eine Folge der veränderten Stromverteilung in der Brücke.

Daß Béla Gáti, im Gegensatz zu K. E. F. Schmidt, keine Optimumpunkte bei seinen Kurven findet, ist darauf zurückzuführen, daß solche Optima nur bei den Empfindlichkeitskurven (Fig. 4 meiner Arbeit) auftreten, nicht aber, wie Béla Gáti glaubt, bei den Widerstandskurven $W_B = f(i_B)$. Es ist auch, wie sich aus obiger Arbeit ergeben hat, nicht richtig, so hohe „Grundstromstärken" wie nur möglich anzuwenden, da die Empfindlichkeit der Barretterkombination auf Hochfrequenzströme bei einer bestimmten Stromstärke ein Maximum erreicht.

1) Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie **2**, 109—115, 1908.

Halle a. S., Physikalisches Institut der Universität, Juli 1908.

(Eingegangen 24. Dezember 1908.)

Über die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes für Elektrolyte.

Von A. Eucken.

In der Literatur findet man häufig die Ansicht vertreten, das Ohmsche Gesetz behielte seine volle Gültigkeit auch für Elektrolyte bei. Zweifellos ist diese Annahme streng richtig für den nichtstationären Zustand, d. h. kurz nach Stromschluß, bevor sich merkliche Konzentrationsdifferenzen im Elektrolyten gebildet haben. Es gelten dann nämlich die von Kohlrausch[1]) abgeleiteten Beziehungen, die das Nichtvorhandensein eines Konzentrationsgefälles voraussetzen und direkt zum Ohmschen Gesetz führen.

1) Wied. Ann. **62**, 229, 1897.

Anders liegen die Verhältnisse nach längerem Stromdurchgang; das Verhalten des Elektrolyten kann nunmehr allein durch die Nernstschen Ionenbewegungsgleichungen[1]) dargestellt werden. Daß man aus diesen Gleichungen eine dem Ohmschen Gesetz ähnliche, aber keineswegs mit ihm identische Beziehung erhält, soll im folgenden an zwei möglichst einfachen Beispielen für den stationären Zustand (unendlich lange Zeit nach Stromschluß) gezeigt werden. Gegeben sei zunächst ein einfacher, binärer Elektrolyt in einem prismatischen Gefäß zwischen zwei in bezug auf das Kation reversiblen Elektroden. Wählt man eine unterhalb eines Zersetzungspunktes liegende Spannung, so wird während des stationären Zustandes der Stromtransport allein durch die Kationen bewirkt; die Anionen hat man sich somit als ruhend vorzustellen, d. h. die Resultante der auf sie ausgeübten Kräfte muß verschwinden. Somit gelten[2]):

$$URT\frac{dc}{dx} + Uc\frac{d\varphi}{dx} = \frac{\mathfrak{J}v}{q} \qquad (1)$$

und

$$VRT\frac{dc}{dx} - Vc\frac{d\varphi}{dx} = 0. \qquad (2)$$

Integriert man die durch Addition von (1) und (2) erhaltene Gleichung, so gelangt man zu der bekannten Reststrombeziehung:

$$\frac{\mathfrak{J}v}{q} = \frac{2URT(c_A - c_K)}{l}, \qquad (3)$$

indem l den Abstand der Elektroden, c_A die Konzentration an der Anode, c_K die an der Kathode bedeutet. Die Integration von (2) ergibt:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = RTln\frac{c_A}{c_K} = E - P; \qquad (4)$$

$\varphi_1 - \varphi_2$ bedeutet den Gesamtpotentialabfall im Trog und ist daher der Differenz zwischen Klemmspannung (E) und Polarisation (P) gleichzusetzen.

Führt man in (3) und (4) c_0, die mittlere Konzentration (= Anfangskonzentration), ein, indem man $c_K + c_A = 2c_0$ setzt, und eliminiert so c_K und c_A, so erhält man:

$$E - P = RTln\left(\frac{2c_0}{c_0 - \frac{\mathfrak{J}vl}{4URTq}} - 1\right)$$

$$= RTln\frac{1 + \frac{\mathfrak{J}vl}{4URTqc_0}}{1 - \frac{\mathfrak{J}vl}{4URTqc_0}}$$

1) U. A. Theoretische Chemie, 5. Aufl., S. 368.

2) Wegen der Bedeutung der Zeichen vgl. notigenfalls Zeitschr. f. phys. Chemie **59**, 76, 1907.

oder durch Reihenentwicklung:

$$E-P=\frac{\mathfrak{J}\nu l}{2Uqc_0}+RT\frac{2}{3}\left(\frac{\mathfrak{J}\nu l}{4URTqc_0}\right)^3\cdots \quad (5)$$

Ist $\mathfrak{J}$ sehr klein, so ist nur das erste Glied der Reihe zu berücksichtigen; es gilt dann das Kohlrausch-Ohmsche Gesetz, allerdings unter der Modifikation, daß statt der Gesamtleitfähigkeit der Lösung $U+V:2U$ zu setzen ist. Für höhere Stromstärken zeigen sich erhebliche Abweichungen, da die Größe $\frac{\mathfrak{J}\nu l}{4URTqc_0}$ sich asymptotisch dem Werte eins nähert (sog. Grenzstrom). Eine ähnliche Erscheinung beobachtet man bei der Leitung durch Gasionen; auch hier gilt bekanntlich bei geringer Stromstärke das Ohmsche Gesetz, während es im Gebiete des dem sog. Grenzstrom durchaus analogen Sättigungsstromes versagt.

Vor einiger Zeit versuchte ich zu zeigen[1]), daß man unter Zugrundelegung des Kohlrauschschen Gesetzes in einer etwas modifizierten Form für einfache binäre Elektrolyte mit Hilfe des Ohmschen Gesetzes zu der Reststromgleichung (3) gelangt oder umgekehrt. Die Betrachtung beruhte auf der Annahme, daß für die Leitfähigkeit der Wert $2U$ zu setzen ist, da auf die Kationen eine doppelte Kraft (Potentialabfall und Konzentrationsabfall), auf die Anionen dagegen keine Kraft wirkt. Indessen wird offenbar durch das Kohlrauschsche Gesetz, das, wie erwähnt, nur bei Abwesenheit eines Konzentrationsgefälles gilt, ein fremdes Element in die Betrachtung hineingezogen, da bereits der Zustand des Elektrolyten durch (1) und (2) eindeutig bestimmt ist.

Daß es unmöglich ist, von einer Leitfähigkeit im Sinne des Kohlrauschschen Gesetzes im stationären Zustande zu sprechen, wird insbesondere bei der Betrachtung eines Depolarisators im Überschuß eines gleichionigen Salzes offenbar (z. B. Silbernitrat in Kaliumnitratlösung). Auch hier vermitteln den Stromtransport allein die Ag-Ionen, weshalb die Leitfähigkeit analog gleich $U_{Ag}c_{Ag}$ zu setzen wäre, man erhielte also einen Widerstand von der gleichen Größenordnung, wie den des reinen Elektrolyten. Die Anwendung des Ohmschen Gesetzes würde ergeben, daß die Differenz $E-P$ ebenso groß beim Vorhandensein eines Überschusses an gleichionigem Salz sein müßte, wie bei dessen Abwesenheit. Dieses Resultat ist jedenfalls falsch und bereits längst als experimentell sicher widerlegt anzusehen, da hier P sehr nahe gleich E wird. Eine andere Möglichkeit, die Leitfähigkeit einfach, wie es gewöhnlich geschieht, gleich der Summe der Produkte Uc sämtlicher anwesender Ionen zu setzen, führt gleichfalls zu Schwierigkeiten, da nicht einzusehen ist, wie die Leitfähigkeit eines Elektrolyten von einer Ionenart abhängen soll, die man sich als ruhend, also am Stromtransport als unbeteiligt vorzustellen hat. Um zum richtigen Ergebnis zu gelangen, hat man denselben Weg zu beschreiten, der zu (5) geführt hat, und die Begriffe Widerstand und Leitfähigkeit, die hier offenbar ihre Bedeutung verlieren, von vornherein beiseite zu lassen.

1) Zeitschr. f. phys. Chemie 59, 72, 1907.

Die Ionenbewegungsgleichungen[1]) führen in dem zuletzt betrachteten Falle zu den beiden Gleichungen:

$$\varphi_1-\varphi_2=E-P=RTln\frac{C_A}{C_x} \quad (4a)$$

$$\frac{\mathfrak{J}\nu}{q}=\frac{2URT(C_A-C_x)}{l} \quad (3a)$$

Hier bedeutet C die Konzentration des beiden Kationen gemeinsamen Anions, also auch die Gesamtkonzentration beider Salze, während U seine Bedeutung als Geschwindigkeit des depolarisierenden Kations beibehält. Formel (3a) und (4a) sind mit (3) und (4) identisch, so daß auch:

$$E-P=\frac{\mathfrak{J}\nu l}{2UqC_0}+RT\frac{2}{3}\left(\frac{\mathfrak{J}\nu l}{4URTqC_0}\right)^3\cdots \quad (5a)$$

folgt. Wählt man nun C_0 ziemlich groß (erheblicher Überschuß an gleichionigem Salz), so wird $\frac{\mathfrak{J}\nu l}{4URTqC_0}$ im Vergleich zur Einheit klein ausfallen, und zwar im Verhältnis:

$$\left[\frac{\mathfrak{J}\nu l}{4URTqc_0}:\frac{\mathfrak{J}\nu l}{4URTqC_0}=\right]1:\frac{c_0}{C_0}.$$

Für diesen Fall darf man daher:

$$E-P=\frac{\mathfrak{J}\nu l}{2UqC_0} \quad (5b)$$

als die gesuchte Beziehung zwischen Potentialabfall und Stromstärke ansehen. Der Unterschied zwischen dem Ohmschen Gesetz ist hier nur unbeträchtlich, die Abhängigkeit ist gleichfalls linear; statt der Leitfähigkeit im nichtstationären Zustande $U_{Ag}c_{Ag}+U_KC_K+V_{NO_3}C_{NO_3}$ ist nur $2U_{Ag}C$ zu setzen.

Zu beachten ist, daß bei der vorliegenden Betrachtung keine Annahme über die Art der Polarisation gemacht wurde; es ist also keineswegs erforderlich, daß man nur eine reine Konzentrationspolarisation gelten läßt. Bedingung ist nur, daß (2) eingehalten wird, daß sich also die Anionen bzw. die Kationen des überschüssigen Salzes nicht merklich an der Leitung beteiligen. Oberhalb eines Zersetzungspunktes wird diese Annahme nicht mehr zutreffen, deshalb verlieren dort (5) und (5a) ihre Gültigkeit.

Was die praktische Bedeutung von (5) und

1) Vgl. Eucken, l. c. S. 88f.

(5a) anlangt, so ist zu beachten, daß sich experimentell bekanntlich bei der Elektrolyse infolge des Auftretens von konvektiven Strömungen nur schwer der stationäre Zustand herstellen läßt. Dieser stellt sich in der Regel nur in der Nähe der Elektroden ein, während für den größten Teil des Troges ein nichtstationärer Zustand herrscht, für den das Ohmsche Gesetz gilt. Immerhin zeigte Grassi[1]), daß es unter besonderen Vorsichtsmaßregeln doch möglich ist, ein stationäres Konzentrationsgefälle durch den ganzen Trog zu erzielen. Auf diese Weise ließen sich die obigen Gleichungen experimentell prüfen (man mißt Klemmspannung, Polarisation mit Hilfe der Lugginschen Kapillare und Stromstärke), was, soweit mir bekannt, noch nicht geschehen ist. —

Es ist gezeigt worden, daß die Ionenbewegungsgleichungen, deren unmittelbare Folgerungen (Reststrom usw.) als durch das Experiment sichergestellt anzusehen sind, nicht mit dem Ohmschen Gesetz in Einklang zu bringen sind. Dieses verliert somit seine Gültigkeit für Elektrolyte während des stationären Zustandes. Als Ursache dieses Ergebnisses kann man ansehen, daß die Begriffe Leitfähigkeit und Widerstand auf Elektrolyte mit einem Konzentrationsgefälle gegenüber Gleichstrom überhaupt nicht ohne weiteres anwendbar sind.

1) Zeitschr. f. phys. Chemie **44**, 460, 1903.

Berlin, Phyik.-chem. Institut.

(Eingegangen 17. Dezember 1908.)

Einige Grundzüge der Mechanik.

Von Johann Radakovits.

§ 1. Materielle Punkte.

Die Mechanik ist die Lehre von denjenigen Naturerscheinungen, welche lediglich auf die Bewegung wägbarer Massen zurückzuführen sind. Bewegung nennen wir die zeitliche Ortsveränderung einer Masse. Da wir alle Teile einer Masse nicht gleichzeitig ins Auge fassen können, so müssen wir einzelne Punkte derselben besonders herausgreifen; diese ausgewählten Punkte heißen wir „Massenpunkte" oder „materielle Punkte". Wir brauchen hierbei Avogadros Hypothese, daß in gleichen Volumina unter sonst gleichen Umständen gleich viel Moleküle vorhanden sind, nicht ohne weiteres auf tropfbar flüssige und feste Körper zu übertragen, wir denken weder an Moleküle noch an Atome, ohne jedoch deren Existenz zu leugnen. Wir können in einem Körper oder einem ganzen Körpersysteme einen oder mehrere Massenpunkte betrachten, je nachdem die Lagenänderung eines oder mehrerer Punkte die Lagenänderung des Körpers oder körperlichen Systems kennzeichnet. Die Mechanik zerfällt daher in die eines Massenpunktes und die mehrerer Massenpunkte.

§ 2. Allgemeine Gleichungen der Bewegung eines Punktes.

Der Massenpunkt M (Fig. 1) bewege sich längs der Geraden g, seiner „Bahn", in der

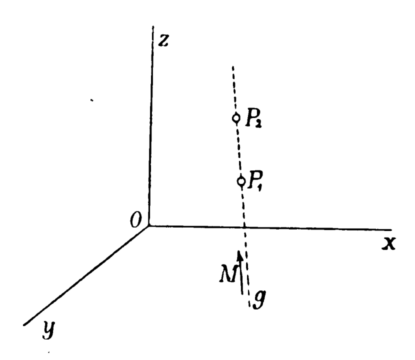


Fig. 1.

Richtung des Pfeiles. Zur Zeit t_1 z B. befinde er sich im Raumpunkte P_1 mit den rechtwinkeligen Koordinaten x_1, y_1, z_1 und gelange zur Zeit t_2 nach P_2 mit den rechtwinkeligen Koordinaten x_2, y_2, z_2. Die Strecke $\overrightarrow{P_1 P_2}$ nennen wir den „Weg" des Massenpunktes M in der Zeit $t_2 - t_1$; dem $\overrightarrow{P_1 P_2}$ kommt eine bestimmte Länge $\sqrt{(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2+(z_2-z_1)^2}$, ein bestimmter Sinn — der von P_1 nach P_2 (durch den Sinn des Pfeiles gekennzeichnet) — und eine bestimmte Richtung im Raume — die Richtung der Geraden g — zu, welch letztere durch die Kosinus der Neigungswinkel von g gegenüber den Koordinatenachsen

$$\frac{x_2-x_1}{\sqrt{(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2+(z_2-z_1)^2}},$$

$$\frac{y_2-y_1}{\sqrt{(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2+(z_2-z_1)^2}}$$

und $$\frac{z_2-z_1}{\sqrt{(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2+(z_2-z_1)^2}}$$

gegeben ist. Der Weg $\overrightarrow{P_1 P_2}$ ist also ein Vektor.

Jedem Punkte P_h der Bahn kommt ein Vektor $\mathfrak{r}_h$ zu, den wir vom Koordinatenursprunge gegen den Punkt P_h ziehen. Für unsere beiden Punkte P_1 und P_2 (Fig. 2) haben wir $\overrightarrow{OP_1} = \mathfrak{r}_1$ und $\overrightarrow{OP_2} = \mathfrak{r}_2$. Die Differenz $\overrightarrow{P_1 P_2} = \mathfrak{r}_2 - \mathfrak{r}_1$ ist von der Lage des Koordinatenursprunges unabhängig.

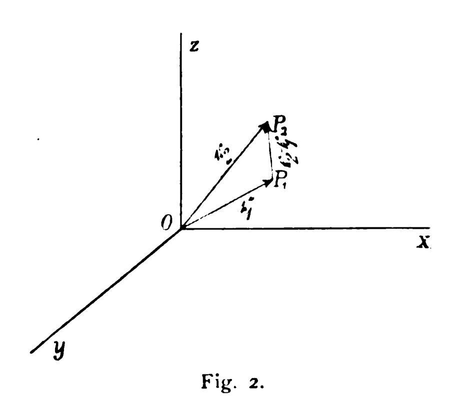


Fig. 2.

Wir wollen unser Bild verallgemeinern, wir ersetzen die Gerade g durch eine beliebige Kurve k (Fig. 3) und greifen aus k einen beliebigen Punkt P heraus, wo sich unser Massenpunkt M zur Zeit t befindet. Diesem Punkte P kommt der Vektor $\overrightarrow{OP} = \mathfrak{r}$ zu. $\mathfrak{r}$ ist eine Funktion der Zeit t:

$$\mathfrak{r} = f(t).$$

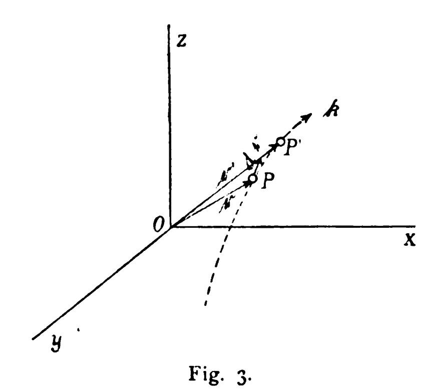


Fig. 3.

Die Zeit hat nur eine Eigenschaft, die Größe; sie ist ein absoluter Skalar.

Zu einer späteren Zeit t' befinde sich unser Massenpunkt M im Punkte P', dem der Vektor $\overrightarrow{OP'} = \mathfrak{r}'$ zukommt. Wir bilden $\mathfrak{r}' - \mathfrak{r}$ und gehen zur Grenze über:

$$\lim_{t'=t} (\mathfrak{r}' - \mathfrak{r}) = d\mathfrak{r} = f(t)dt = \varphi(t)dt.$$

$\frac{d\mathfrak{r}}{dt} = \varphi(t)$ nennen wir die Geschwindigkeit des Massenpunktes M und $\frac{d^2\mathfrak{r}}{dt^2} = \dot{\varphi}(t)$ seine Beschleunigung. $\varphi(t)$ und $\dot{\varphi}(t)$ sind wieder Vektoren.

Jedem Punkte P der Kurve k (Fig. 4) ordnen wir einen Vektor $\varphi(t)$ und einen Vektor $\dot{\varphi}(t)$ zu. Wir könnten so weiterschreiten und noch höhere Ableitungen bilden.

§ 3. Besondere Fälle.

Wir wollen nun für $\varphi(t)$ besondere Werte einführen:

1. $\varphi(t) = 0$; $d\mathfrak{r} = \varphi(t)dt = 0$; $\mathfrak{r} = \mathfrak{r}_0$; der Massenpunkt M ruht in P_0 (mit dem Vektor $\mathfrak{r}_0$). Selbstredend sind auch alle Ableitungen von $\varphi(t)$ gleich Null.

2. $\varphi(t) = \mathfrak{a}$, wo $\mathfrak{a}$ einen konstanten Vektor bedeutet; $d\mathfrak{r} = \mathfrak{a}dt$; der Weg in der Zeit $t_2 - t_1$

$$\int_{t_1}^{t_2} \varphi(t)dt = \int_{t_1}^{t_2} \mathfrak{a}\,dt = \mathfrak{a}(t_2 - t_1)$$

ist ein Vektor, die Bahn eine Gerade; wir haben die geradlinige, gleichförmige Bewegung; $\varphi(t)$ ist konstant, $\dot{\varphi}(t)$ usw. verschwinden; der Punkt M besitzt keine Beschleunigung.

3. $\varphi(t) = \mathfrak{b}t$, wo $\mathfrak{b}$ wieder einen konstanten Vektor bedeutet; $d\mathfrak{r} = \mathfrak{b}t\,dt$; der Weg in der Zeit $t - t_1$

$$\int_{t_1}^{t_2} \varphi(t)dt = \int_{t_1}^{t_2} \mathfrak{b}t\,dt = \frac{\mathfrak{b}}{2}(t_2^2 - t_1^2)$$

ist ein Vektor, die Bahn eine Gerade, wir haben die geradlinige, gleichförmig beschleunigte Bewegung; $\varphi(t)$ ist der Zeit proportional, $\dot{\varphi}(t)$ konstant, alle höheren Ableitungen verschwinden.

4. $\varphi(t) = \mathfrak{n}t^n$; $d\mathfrak{r} = \mathfrak{n}t^n dt$;

$$\int_{t_1}^{t_2} \varphi(t)dt = \int_{t_1}^{t_2} \mathfrak{n}t^n dt = \frac{\mathfrak{n}}{n+1}(t_2^{n+1} - t_1^{n+1});$$

$$\dot{\varphi}(t) = n\mathfrak{n}t^{n-1}, \quad \ddot{\varphi}(t) = n(n-1)\mathfrak{n}t^{n-2},$$

$$\ldots\ldots \overset{(n)}{\varphi}(t) = n!\,\mathfrak{n}, \quad \overset{(n+1)}{\varphi}(t) = 0.$$

5. Allgemein: $\varphi(t) = \mathfrak{n}\psi(t)$, wo $\mathfrak{n}$ einen konstanten Vektor und $\psi(t)$ eine skalare Funktion von t bedeuten; wir haben stets eine geradlinige Bewegung; $(\varphi\,\dot{\varphi})$, $(\dot{\varphi}\,\ddot{\varphi})$ usw. sind $\mathfrak{n}^2$ proportional, daher sind φ, $\dot{\varphi}$, $\ddot{\varphi}$ usw. gleich gerichtet.

Zu 1.—5. $\varphi(t)$ und alle Ableitungen vo $\varphi(t)$ haben die Richtung der Bahn. Ist φ (einer Potenz von t proportional oder im Sinne von 5. definiert, so haben wir stets eine gera d linige Bewegung.

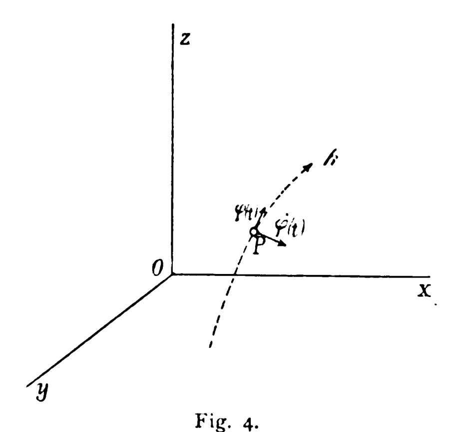


Fig. 4.

6. $\varphi(t) = \mathfrak{a} + \mathfrak{b}t + \mathfrak{c}t^2 + \mathfrak{d}t^3 + \ldots + \mathfrak{n}t^n$;

$$\int_{t_1}^{t_2} \varphi(t)\,dt = \mathfrak{a}(t_2 - t_1) + \frac{\mathfrak{b}}{2}(t_2{}^2 - t_1{}^2) + \ldots$$

$$+ \frac{\mathfrak{n}}{n+1}(t_2^{n+1} - t_1^{n+1});$$

$$\dot{\varphi}(t) = \mathfrak{b} + 2\mathfrak{c}t + 3\mathfrak{d}t^2 + \ldots + n\mathfrak{n}t^{n-1};$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$\overset{(n)}{\varphi}(t) = n!\,\mathfrak{n};\quad \overset{(n+1)}{\varphi}(t) = 0;$$

φ, $\dot{\varphi}$, $\ldots \overset{(n)}{\varphi}$ sind im allgemeinen nicht gleich gerichtet, die Bahn im allgemeinen eine Raumkurve.

§ 4. Die Kreisbewegung.

Der Massenpunkt M (Fig. 5) bewege sich im Kreisumfang im Sinne des Pfeiles.

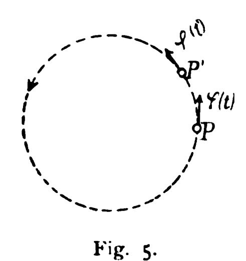


Fig. 5.

$$\varphi(t) = \lim_{t'=t} \frac{\mathfrak{r}' - \mathfrak{r}}{t' - t}$$

hat die Richtung der Tangente in P. Jedem Punkte des Kreisumfanges kommt ein φ zu.

$$\dot{\varphi}(t) = \lim_{t'=t} \frac{\varphi(t') - \varphi(t)}{t' - t}$$

ist radial gegen das Zentrum gerichtet. Wir können so fortfahren: $\ddot{\varphi}$ ist wieder tangential, $\dddot{\varphi}$ radial.

Wir setzen

$$\varphi(t) = \mathfrak{a}_0 + \mathfrak{a}_1 t + \mathfrak{a}_2 t^2 + \ldots + \mathfrak{a}_n t^n;$$

$$\overset{(n-1)}{\varphi} = (n-1)!\,\mathfrak{a}_{n-1} + \frac{n!}{1}\mathfrak{a}_n t = (n-1)!\,\{\mathfrak{a}_{n-1} + n\mathfrak{a}_n t\};$$

$$\overset{(n)}{\varphi} = n!\,\mathfrak{a}_n;\quad \overset{(n+1)}{\varphi} = 0.$$

Da $\overset{(n-1)}{\varphi}$ und $\overset{(n)}{\varphi}$ aufeinander senkrecht stehen, so ist

$$\left(\overset{(n-1)}{\varphi}\,\overset{(n)}{\varphi}\right) = n!\,(n-1)!\,\{(\mathfrak{a}_{n-1}\mathfrak{a}_n) + n\mathfrak{a}_n{}^2 t\}$$

$$= n!\,(n-1)!\,\{|\mathfrak{a}_{n-1}|\,|\mathfrak{a}_n| \cos(\mathfrak{a}_{n-1}\mathfrak{a}_n) + n|\mathfrak{a}_n|^2 t\} = 0$$

oder $\quad |\mathfrak{a}_{n-1}| \cos(\mathfrak{a}_{n-1}\mathfrak{a}_n) + n|\mathfrak{a}_n| t = 0;$

es müßten $|\mathfrak{a}_{n-1}|$ und $|\mathfrak{a}_n|$ gleich Null sein; diesen Beweis könnten wir fortsetzen: es wäre daher $\mathfrak{a}_0 = \mathfrak{a}_1 = \mathfrak{a}_2 = \ldots = 0$, der Punkt M ruht.

Bewegt sich jedoch der Punkt M, so ist $n = \infty$ und $\varphi(t) = \sum\limits_{h=0}^{\infty} \mathfrak{a}_h t^h$.

Wir bilden nun für $t = 0$:

$$\varphi_0 = \mathfrak{a}_0,\ \dot{\varphi}_0 = \mathfrak{a}_1,\ \ddot{\varphi}_0 = 2\mathfrak{a}_2 \ldots \overset{(n)}{\varphi_0} = n!\,\mathfrak{a}_n.$$

Es ist

$\mathfrak{a}_{2\nu}$ für $\nu = 0, 1, 2 \ldots \infty$ tangential
und $\mathfrak{a}_{2\nu+1}$ für $\nu = 0, 1, 2 \ldots \infty$ radial.

Daher gelten folgende Beziehungen:

$$\mathfrak{a}_1 t + \mathfrak{a}_3 t^3 + \ldots\ldots\ldots = 0,$$
$$2\mathfrak{a}_2 t + 4\mathfrak{a}_4 t^3 + \ldots\ldots\ldots = 0,$$
$$3 \cdot 2\mathfrak{a}_3 t + 5 \cdot 4\mathfrak{a}_5 t^3 + \ldots\ldots = 0,$$
$$4 \cdot 3 \cdot 2\mathfrak{a}_4 t + 6 \cdot 5 \cdot 4\mathfrak{a}_6 t^3 + \ldots = 0,$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots$$

Wir wählen zwei voneinander unabhängige Vektoren $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$:

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{a}_0 + \mathfrak{a}_2 t^2 + \mathfrak{a}_4 t^4 + \ldots\ldots = \sum_{\nu=0}^{\infty} \mathfrak{a}_{2\nu} t^{2\nu},$$

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{a}_1 + 3\mathfrak{a}_3 t^2 + 5\mathfrak{a}_5 t^4 + \ldots = \sum_{\nu=0}^{\infty} (2\nu+1)\mathfrak{a}_{2\nu+1} t^{2\nu}$$

$$= \mathfrak{b}_0 + \mathfrak{b}_2 t^2 + \mathfrak{b}_4 t^4 + \ldots\ldots = \sum_{\nu=0}^{\infty} \mathfrak{b}_{2\nu} t^{2\nu};$$

$$\overset{(2\nu)}{\mathfrak{A}} = \overset{(2\nu)}{\varphi};\quad \overset{(2\nu)}{\mathfrak{B}} = \overset{(2\nu+1)}{\varphi};\quad \overset{(2\nu+1)}{\mathfrak{A}} = \overset{(2\nu+1)}{\mathfrak{B}} = 0.$$

$\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ bestimmen unsere Kreisbewegung vollkommen, ihre ungeraden Ableitungen verschwinden und ihre geraden sind den entsprechenden Ableitungen von φ gleich. Wir nennen $\mathfrak{A}$ den tangentialen und $\mathfrak{B}$ den radialen Vektor der Kreisbewegung.

§ 5. Die geradlinige Bewegung.

Wir lassen den Radius unseres Kreises unendlich groß werden, der radiale Vektor $\mathfrak{B}$ muß verschwinden. Für die geradlinige Bewegung gilt dann:

$$\varphi = \mathfrak{A} = \mathfrak{a}_0 + \mathfrak{a}_2 t^2 + \mathfrak{a}_4 t^4 + \ldots,$$

$$\overset{(2\nu)}{\varphi} = \overset{(2\nu)}{\mathfrak{A}} \text{ und } \overset{(2\nu+1)}{\varphi} = 0 \text{ für } \nu = 0, 1, 2 \ldots \infty.$$

Wir zerlegen den Vektor $\mathfrak{A}$ wieder in zwei Komponenten: $\mathfrak{C}$ und $\mathfrak{D}$. $\mathfrak{C}$ hat den Sinn der Bewegungsrichtung und $\mathfrak{D}$ den entgegengesetzten; alle $\mathfrak{a}_{4\nu+2}$ sind negativ, wir schreiben daher lieber $-\mathfrak{b}_{4\nu+2}$.

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{a}_0 - \mathfrak{b}_2 t^2 + \mathfrak{a}_4 t^4 - \mathfrak{b}_6 t^6 + \ldots,$$

$$\mathfrak{C} = \mathfrak{a}_0 + \mathfrak{a}_4 t^4 + \mathfrak{a}_8 t^8 + \ldots\ldots = \sum_{\nu=0}^{\infty} \mathfrak{a}_{4\nu} t^{4\nu},$$

$$\mathfrak{D} = \mathfrak{b}_2 t^2 + \mathfrak{b}_6 t^6 + \mathfrak{b}_{10} t^{10} + \ldots = \sum_{\nu=0}^{\infty} \mathfrak{b}_{4\nu+2} t^{4\nu+2},$$

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{C} - \mathfrak{D}.$$

Da $\overset{(2\nu)}{\mathfrak{C}} = \overset{(2\nu)}{\mathfrak{D}}$ für $\nu = 1, 2, 3 \ldots \infty$, so sind alle $\mathfrak{a}$ und $\mathfrak{b}$ bis auf $\mathfrak{a}_0$ gleich Null.

Wir bilden zwei neue Vektoren vom gleichen Sinn und von gleicher Richtung wie $\mathfrak{A}$:

$$\mathfrak{M} = \sum_{\nu=0}^{\infty} \mathfrak{b}_{4\nu+1} t^{4\nu+1},\quad \mathfrak{N} = \sum_{\nu=0}^{\infty} \mathfrak{b}_{4\nu+3} t^{4\nu+3};$$

$$\mathfrak{C} - \mathfrak{D} = \{\mathfrak{C} + \mathfrak{M} + \mathfrak{N}\} - \{\mathfrak{D} + \mathfrak{M} + \mathfrak{N}\};$$



$$\mathfrak{P} = \mathfrak{A} + \mathfrak{M} + \mathfrak{N}; \quad \mathfrak{Q} = \mathfrak{M} + \mathfrak{N};$$
$$\mathfrak{E} - \mathfrak{D} = \mathfrak{P} - \mathfrak{Q}.$$

$\mathfrak{P}$ nennen wir die Geschwindigkeit und $\mathfrak{Q}$ den Widerstand des Massenpunktes M.

$$\dot{\mathfrak{P}} = \mathfrak{b}_1 + 3\mathfrak{b}_3 t^2 + 5\mathfrak{b}_5 t^4 + 7\mathfrak{b}_7 t^6 + \dots$$
$$= \sum_{n=0}^{\infty} \mathfrak{b}_{2n+1} t^{2n}$$

heißen wir die Beschleunigung von M; sie ist die zeitliche Änderung der Geschwindigkeit; wir setzen nun alle $\mathfrak{b}$ bis auf $\mathfrak{b}_1$ gleich Null:

$$\dot{\mathfrak{P}} = \dot{\mathfrak{Q}} = \mathfrak{b}_1; \quad \mathfrak{P} = \mathfrak{a}_0 + \mathfrak{b}_1 t; \quad \mathfrak{Q} = \mathfrak{b}_1 t.$$

Es ist die geradlinige, gleichförmig beschleunigte Bewegung.

§ 6. Kraft und Masse.

Wir nehmen zwei Massenpunkte M_1 und M_2, die zwei räumlich getrennten Körpern angehören, an. Die Körper verharren nicht in Ruhe, sondern ziehen sich gegenseitig an. Die Ursache der Lagenänderung nennen wir Kraft. Die Kraft von M_2 auf M_1 ausgeübt, ist

$$\mathfrak{K}_1 = m_1 \mathfrak{b}_1$$

und die von M_1 auf M_2

$$\mathfrak{K}_2 = m_2 \mathfrak{b}_2;$$

erfahrungsgemäß ist $\mathfrak{K}_1 = -\mathfrak{K}_2$.

$\mathfrak{K}_1$ hat Sinn und Richtung von $\mathfrak{b}_1$, $\mathfrak{K}_2$ Sinn und Richtung von $\mathfrak{b}_2$; $\mathfrak{b}_1$ und $\mathfrak{b}_2$ besitzen dieselbe Richtung, aber entgegengesetzten Sinn.

Wegen $\mathfrak{K}_1 = -\mathfrak{K}_2$ ist $\mathfrak{K}_1$ auch dem m_2 proportional, wir können daher schreiben:

$$\mathfrak{K}_1 = m_1 m_2 \mathfrak{k}_1; \quad \mathfrak{K}_2 = m_1 m_2 \mathfrak{k}_2; \quad \mathfrak{k}_1 = -\mathfrak{k}_2.$$

$\frac{\mathfrak{K}_1}{\mathfrak{b}_1} = m_1$ ist die Masse von M_1

und $\frac{\mathfrak{K}_2}{\mathfrak{b}_2} = m_2$ die Masse von M_2.

§ 7. Verallgemeinerung des Kraftbegriffes.

Wir sagen über die Koeffizienten $\mathfrak{b}$ nichts aus:

$$\mathfrak{K}_1 + \mathfrak{K}_2 = 0;$$
$$\mathfrak{K}_1 = m_1 \dot{\mathfrak{P}}_1 = m_1 \{\mathfrak{b}_{11} + 3\mathfrak{b}_{13} t^2 + 5\mathfrak{b}_{15} t^4 + \cdots\};$$
$$\mathfrak{K}_2 = m_2 \dot{\mathfrak{P}}_2 = m_2 \{\mathfrak{b}_{21} + 3\mathfrak{b}_{23} t^2 + 5\mathfrak{b}_{25} t^4 + \cdots\}$$
$$= -m_1 \dot{\mathfrak{P}}_1 = m_1 \{\mathfrak{b}_{11} + 3\mathfrak{b}_{13} t^2 + 5\mathfrak{b}_{15} t^4 + \cdots\};$$
$$m_1 \mathfrak{b}_{11} + m_2 \mathfrak{b}_{21} = 0 \qquad \mathfrak{b}_{11} : -\mathfrak{b}_{21} = m_2 : m_1$$
$$m_1 \mathfrak{b}_{13} + m_2 \mathfrak{b}_{23} = 0 \qquad \mathfrak{b}_{12} : -\mathfrak{b}_{22} = m_2 : m_1$$
$$\cdots\cdots\cdots$$

$\mathfrak{K}_1$ ist auch dem m_2 und $\mathfrak{K}_2$ dem m_1 proportional. Wir setzen $\mathfrak{b}_{11} = m_2 \mathfrak{k}$ und heben $\mathfrak{b}_{11}$ heraus:

$$\mathfrak{K}_1 = m_1 m_2 \mathfrak{k} \{1 + \mathfrak{a}_2 t^2 + \mathfrak{a}_4 t^4 + \cdots\} = m_1 m_2 \mathfrak{k} \chi(t),$$
$$\mathfrak{K}_2 = -m_1 m_2 \mathfrak{k} \{1 + \mathfrak{a}_2 t^2 + \mathfrak{a}_4 t^4 + \dots\} = -m_1 m_2 \mathfrak{k} \chi(t)$$

für

$$m_2 \mathfrak{k} = \mathfrak{b}_{11} \qquad -m_1 \mathfrak{k} = \mathfrak{b}_{21}$$
$$m_2 \mathfrak{k} \mathfrak{a}_2 = 3\mathfrak{b}_{13} \qquad -m_1 \mathfrak{k} \mathfrak{a}_2 = 3\mathfrak{b}_{23}$$
$$m_2 \mathfrak{k} \mathfrak{a}_4 = 5\mathfrak{b}_{15} \qquad -m_1 \mathfrak{k} \mathfrak{a}_4 = 5\mathfrak{b}_{25}$$
$$\cdots\cdots\cdots$$

$\chi(t)$ ist eine skalare Funktion von t.

$m_1 = \frac{\mathfrak{K}_1}{\dot{\mathfrak{P}}_1}$ ist die Masse von M_1 und $m_2 = \frac{\mathfrak{K}_2}{\dot{\mathfrak{P}}_2}$ die Masse von M_2.

§ 8. Antrieb und Gegentrieb.

Wir betrachten wieder unseren Punkt M_1:

$$\mathfrak{K}_1 = m_1 \{\mathfrak{b}_{11} + 3\mathfrak{b}_{13} t^2 + 5\mathfrak{b}_{15} t^4 + \cdots\};$$

wir integrieren zwischen t_1 und t_2:

$$\int_{t_1}^{t_2} \mathfrak{K} d\, t = m_1 \{\mathfrak{b}_{11}(t_2 - t_1) + \mathfrak{b}_{13}(t_2{}^3 - t_1{}^3) + \mathfrak{b}_{15}(t_2{}^3 - t_1{}^3) + \cdots\}$$

nennen wir den Antrieb der Kraft $\mathfrak{K}_1$, wieder ein Vektor.

Wir bilden einen neuen Vektor

$$\{m_1 \mathfrak{Q}_1\}_{t_1}^{t_2} = \int_{t_1}^{t_2} \mathfrak{K}_1\, dt.$$

$\{m_1 \mathfrak{Q}_1\}_{t_1}^{t_2}$ heißen wir den Gegentrieb des Punktes M_1. Antrieb ist gleich Gegentrieb.

§ 9. Das Energieprinzip.

Den Skalar $\mathcal{J} = \int_0^{\mathfrak{Q}_1} m_1 (\mathfrak{Q}_1\, d\mathfrak{Q}_1)$ nennen wir die innere und den Skalar $A = \int_0^{\mathfrak{P}_1} m_1 (\mathfrak{P}_1\, d\mathfrak{P}_1)$ die äußere Energie unseres Massenpunktes M_1. $\mathcal{J}$ ist eine Funktion des Widerstandes $\mathfrak{Q}_1$ und A eine Funktion der Geschwindigkeit $\mathfrak{P}_1$.

$$A = \frac{m_1 \mathfrak{P}_1{}^2}{2};$$
$$\mathcal{J} = \frac{m_1 \mathfrak{Q}_1{}^2}{2} = \frac{m_1}{2}\left(\{\mathfrak{P}_1 - \mathfrak{a}_{10}\}\{\mathfrak{P}_1 - \mathfrak{a}_{10}\}\right) =$$
$$= \frac{m_1 \mathfrak{P}_1{}^2}{2} - m_1 \left(\mathfrak{P}_1 \mathfrak{a}_{10}\right) + \frac{m_1 \mathfrak{a}_{10}^2}{2};$$
$$\{A - \mathcal{J}\} + \frac{m_1 \mathfrak{a}_{10}^2}{2} = m_1 \left(\mathfrak{P}_1 \mathfrak{a}_{10}\right).$$

Der Überschuß der äußeren über die innere Energie kennzeichnet die wirkliche Vorwärts-

bewegung von M_1; wir heißen $W = (A - \mathcal{J})$ die wirkliche Energie von M_1.

$$W = m_1 \left(\mathfrak{P}_1 \underset{10}{\mathfrak{a}}\right) - \frac{m_1 \underset{10}{\mathfrak{a}}^2}{2};$$

$$\frac{dW}{dt} = m_1 \left(\dot{\mathfrak{P}}_1 \underset{10}{\mathfrak{a}}\right) = \left(\mathfrak{K}_1 \underset{10}{\mathfrak{a}}\right) = (\mathfrak{K}_1 \{\mathfrak{P}_1 - \mathfrak{Q}_1\}).$$

Leoben, 19. November 1908.

(Eingegangen 21. November 1908.)

Die Lorenzsche Theorie der Kreiselräder[1]).

Erwiderung auf den Aufsatz des Herrn R. Löwy.

Von V. Fischer.

Da außer Prašil und Mises auch ich darauf hingewiesen habe, daß die von Lorenz in die hydrodynamischen Gleichungen eingeführten und als Zwangsbeschleunigungen bezeichneten Größen willkürlich sind[2]), möchte ich mir gegen den genannten Aufsatz des Herrn Löwy einen Einwand erlauben:

Herr Löwy sagt: „Strömt die Flüssigkeit zwischen feststehenden Schaufelflächen, so wird wohl im allgemeinen der Druck an diesen Flächen unstetig werden".

Dazu ist zu bemerken, daß im allgemeinen eine Unstetigkeit nicht vorhanden ist (siehe die Figur[3])). Nur bei der speziellen Annahme, daß wir die Schaufeldicke d vernachlässigen und die Punkte A und B in eine Senkrechte fallen, können wir eine unstetige Druckverteilung zugrunde legen. An den Unstetigkeitsflächen wird

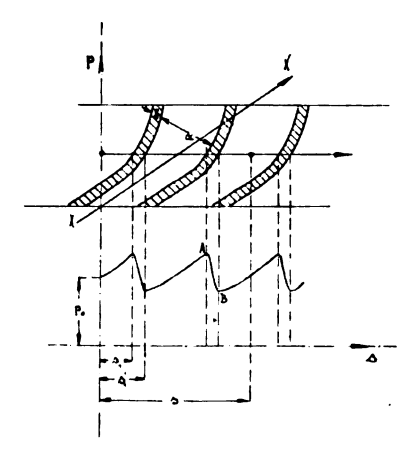
$$\frac{\partial p}{\partial s} = \infty,$$

was nur sinngemäß ist. Es besagt, daß in diesem Falle die Schaufel- jetzt Unstetigkeitsflächen, als absolut starr angenommen werden müssen, um die in ihnen unendlich groß werdenden Spannkräfte[4]) aufzunehmen. Analog werden auch Trägheitskräfte bei plötzlicher, also unstetiger Geschwindigkeitsänderung unendlich groß.

Nehmen wir nun eine unendlich große Schaufelzahl an, wodurch die Kanalweite unendlich klein erster Ordnung wird, so müssen wir, wenn die Schaufelflächen Unstetigkeitsflächen bleiben sollen, wie dies im Ausdruck (2) des Herrn Löwy vorausgesetzt ist, diese unendlich klein zweiter Ordnung annehmen d. h. das Größenverhältnis zwischen d und a darf sich bei dem Übergang zu unendlich vielen Schaufeln nicht ändern, und es bleibt

$$\frac{\partial p}{\partial s} = \infty.$$

Nehmen wir aber die Schaufeldicke unendlich klein von erster Ordnung an, also von gleicher Dimension wie die Kanalweite, dann tritt wieder der Fall der Figur ein, d. h. es sind die Schaufelflächen keine Unstetigkeitsflächen, da die Dicke gegen die Kanalweite unter diesen Umständen nicht vernachlässigt werden kann. Von einem $\frac{\partial p}{\partial s}$ an einer Unstetigkeitsfläche kann man jetzt nicht mehr



reden, da sie ebensowenig besteht wie in dem Falle der Figur. Herr Löwy hat aber, wie aus seinem Grenzübergang hervorgeht, diesen Fall vor Augen. Außerdem haben wir es dann nicht mehr mit einer Flüssigkeit, sondern mit einer hypothetischen Substanz zu tun, bei der unendlich dünne Schichten flüssiger und fester Masse einander abwechseln.

Es ist auch nicht einzusehen, inwiefern man in Ausdruck 2 das Summenzeichen weglassen könnte und welche Berechtigung die Superpositionen haben, die Herrn Löwy zur Gleichung 3 und 4 führen.

Wien, am 18. Dezember 1908.

(Eingegangen 20. Dezember 1908.)

1) Diese Zeitschr. 9, 858, 1908.

2) V. Fischer, Die Hauptgleichungen der allgem. Turbinentheorie. Rundschau für Technik u. Wirtschaft, Nr. 13 u. 14, 1908.

3) Man hätte nach Herrn Löwy auch eine beliebige Richtung XX wählen können. — Auf die kompliziertere Spannungsverteilung in den Schaufeln ist bei der schematischen Skizze keine Rücksicht genommen.

4) Über die Bezeichnung „Spannkraft" siehe meine Arbeit: Beiträge zur allgemeinen Turbinentheorie. Zeitschr. f. d. ges. Turbinenw., S. 397, 1908.

VORTRÄGE VON DER 80. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU KÖLN.

H. Minkowski† (Göttingen), Raum und Zeit[1]).

M. H.! Die Anschauungen über Raum und Zeit, die ich Ihnen entwickeln möchte, sind auf experimentell-physikalischem Boden erwachsen. Darin liegt ihre Stärke. Ihre Tendenz ist eine radikale. Von Stund an sollen Raum für sich und Zeit für sich völlig zu Schatten herabsinken und nur noch eine Art Union der beiden soll Selbständigkeit bewahren.

I.

Ich möchte zunächst ausführen, wie man von der gegenwärtig angenommenen Mechanik wohl durch eine rein mathematische Überlegung zu veränderten Ideen über Raum und Zeit kommen könnte. Die Gleichungen der Newtonschen Mechanik zeigen eine zweifache Invarianz. Einmal bleibt ihre Form erhalten, wenn man das zugrunde gelegte räumliche Koordinatensystem einer beliebigen Lageveränderung unterwirft, zweitens, wenn man es in seinem Bewegungszustande verändert, nämlich ihm irgendeine gleichförmige Translation aufprägt; auch spielt der Nullpunkt der Zeit keine Rolle. Man ist gewohnt, die Axiome der Geometrie als erledigt anzusehen, wenn man sich reif für die Axiome der Mechanik fühlt, und deshalb werden jene zwei Invarianzen wohl selten in einem Atemzuge genannt. Jede von ihnen bedeutet eine gewisse Gruppe von Transformationen in sich für die Differentialgleichungen der Mechanik. Die Existenz der ersteren Gruppe sieht man als einen fundamentalen Charakter des Raumes an. Die zweite Gruppe straft man am liebsten mit Verachtung, um leichten Sinnes darüber hinwegzukommen, daß man von den physikalischen Erscheinungen her niemals entscheiden kann, ob der als ruhend vorausgesetzte Raum sich nicht am Ende in einer gleichförmigen Translation befindet. So führen jene zwei Gruppen ein völlig getrenntes Dasein nebeneinander. Ihr gänzlich heterogener Charakter mag davon abgeschreckt haben, sie zu komponieren. Aber gerade die komponierte volle Gruppe als Ganzes gibt uns zu denken auf.

Wir wollen uns die Verhältnisse graphisch zu veranschaulichen suchen. Es seien x, y, z rechtwinklige Koordinaten für den Raum und t bezeichne die Zeit. Gegenstand unserer Wahrnehmung sind immer nur Orte und Zeiten verbunden. Es hat niemand einen Ort anders bemerkt als zu einer Zeit, eine Zeit anders als an einem Orte. Ich respektiere aber noch das Dogma, daß Raum und Zeit je eine unabhängige Bedeutung haben. Ich will einen Raumpunkt zu einem Zeitpunkt, d. i. ein Wertsystem x, y, z, t einen Weltpunkt nennen. Die Mannigfaltigkeit aller denkbaren Wertsysteme x, y, z, t soll die Welt heißen. Ich könnte mit kühner Kreide vier Weltachsen auf die Tafel werfen. Schon eine gezeichnete Achse besteht aus lauter schwingenden Molekülen und macht zudem die Reise der Erde im All mit, gibt also bereits genug zu abstrahieren auf; die mit der Anzahl 4 verbundene etwas größere Abstraktion tut dem Mathematiker nicht wehe. Um nirgends eine gähnende Leere zu lassen, wollen wir uns vorstellen, daß aller Orten und zu jeder Zeit etwas Wahrnehmbares vorhanden ist. Um nicht Materie oder Elektrizität zu sagen, will ich für dieses Etwas das Wort Substanz brauchen. Wir richten unsere Aufmerksamkeit auf den im Weltpunkt x, y, z, t vorhandenen substantiellen Punkt und stellen uns vor, wir sind imstande, diesen substantiellen Punkt zu jeder anderen Zeit wieder zu erkennen. Einem Zeitelement dt mögen die Änderungen dx, dy, dz der Raumkoordinaten dieses substantiellen Punktes entsprechen. Wir erhalten dann als Bild sozusagen für den ewigen Lebenslauf des substantiellen Punktes eine Kurve in der Welt, eine Weltlinie, deren Punkte sich eindeutig auf den Parameter t von $-\infty$ bis $+\infty$ beziehen lassen. Die ganze Welt erscheint aufgelöst in solche Weltlinien, und ich möchte sogleich vorwegnehmen, daß meiner Meinung nach die physikalischen Gesetze ihren vollkommensten Ausdruck als Wechselbeziehungen unter diesen Weltlinien finden dürften.

Durch die Begriffe Raum und Zeit fallen die x, y, z-Mannigfaltigkeit $t=0$ und die t-Achse auseinander. Halten wir der Einfach-

1) Wenige Tage vor Beginn der Weihnachtsferien erzählte mir Minkowski, daß er soeben das versprochene Manuskript seines Vortrages an die Redaktion der Physikalischen Zeitschrift abgesandt habe; vier Tage vor seinem Tode sprach ich mit ihm über den Inhalt der Arbeit. Niemand, der den jugendkräftigen, schaffensfrohen Mann sah, konnte ahnen, daß der Tod schon seinen schwarzen Flügel über ihn gebreitet hatte. Mit ungewöhnlichem Glanze hatte die wissenschaftliche Laufbahn Minkowskis begonnen. Erst 19 Jahre alt errang er mit einer zahlentheoretischen Arbeit den großen Preis der Pariser Akademie. Aus neuen Bahnen, aus Arbeiten von tiefster Wirkung, als deren Ziel ein neues, einheitlicheres physikalisches Bild der Welt ihm erschien, hat ein tragisches Geschick ihn hinweggerafft. Aber ihm selber war es noch in den letzten Stunden seines Lebens ein tröstlicher Gedanke, daß seine Ideen in der Wissenschaft leben, daß andere Hände an seinen Theorien weiter bauen werden. In unserer Erinnerung aber wird er leben nicht bloß als der geniale Mathematiker, sondern auch als der liebenswerte und anspruchslose, hilfsbereite und gute Mensch. (E. R.)

heit wegen den Nullpunkt von Raum und Zeit fest, so bedeutet die zuerst genannte Gruppe der Mechanik, daß wir die x, y, z-Achsen in $t=0$ einer beliebigen Drehung um den Nullpunkt unterwerfen dürfen, entsprechend den homogenen linearen Transformationen des Ausdrucks

$$x^2+y^2+z^2$$

in sich. Die zweite Gruppe aber bedeutet, daß wir, ebenfalls ohne den Ausdruck der mechanischen Gesetze zu verändern,

$$x,\ y,\ z,\ t \text{ durch } x-\alpha t,\ y-\beta t,\ z-\gamma t,\ t$$

mit irgendwelchen Konstanten α, β, γ ersetzen dürfen. Der Zeitachse kann hiernach eine völlig beliebige Richtung nach der oberen halben Welt $t>0$ gegeben werden. Was hat nun die Forderung der Orthogonalität im Raume mit dieser völligen Freiheit der Zeitachse nach oben hin zu tun?

Die Verbindung herzustellen, nehmen wir einen positiven Parameter c und betrachten das Gebilde

$$c^2t^2-x^2-y^2-z^2=1.$$

Es besteht aus zwei durch $t=0$ getrennten Schalen nach Analogie eines zweischaligen Hyperboloids. Wir betrachten die Schale im Gebiete $t>0$, und wir fassen jetzt diejenigen homogenen linearen Transformationen von x, y, z, t in vier neue Variable x', y', z', t' auf, wobei der Ausdruck dieser Schale in den neuen Variablen entsprechend wird. Zu diesen Transformationen gehören offenbar die Drehungen des Raumes um den Nullpunkt. Ein volles Verständnis der übrigen jener Transformationen erhalten wir hernach bereits, wenn wir eine solche unter ihnen ins Auge fassen, bei der y und z ungeändert bleiben. Wir zeichnen den Durchschnitt jener Schale mit der Ebene der x- und der t-Achse, den oberen Ast der Hyperbel $c^2t^2-x^2=1$, mit seinen Asymptoten

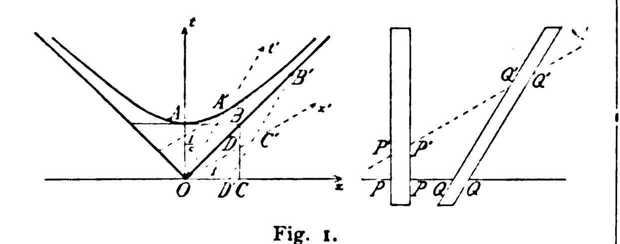


Fig. 1.

(Fig. 1). Ferner werde ein beliebiger Radiusvektor OA' dieses Hyperbelastes vom Nullpunkte O aus eingetragen, die Tangente in A' an die Hyperbel bis zum Schnitte B' mit der Asymptote rechts gelegt, $OA'B'$ zum Parallelogramm $OA'B'C'$ vervollständigt, endlich für das spätere noch $B'C'$ bis zum Schnitt D' mit der x-Achse durchgeführt. Nehmen wir nun OC' und OA' als Achsen für Parallelkoordinaten x', t' mit den Maßstäben $OC'=1$, $OA'=1/c$, so erlangt jener Hyperbelast wieder den Ausdruck $c^2t'^2-x'^2=1$, $t'>0$, und der Übergang von x, y, z, t zu x', y', z', t' ist eine der fraglichen Transformationen. Wir nehmen nun zu den charakterisierten Transformationen noch die beliebigen Verschiebungen des Raum- und Zeit-Nullpunktes hinzu und konstituieren damit eine offenbar noch von dem Parameter c abhängige Gruppe von Transformationen, die ich mit G_c bezeichne.

Lassen wir jetzt c ins Unendliche wachsen, also $1/c$ nach Null konvergieren, so leuchtet an der beschriebenen Figur ein, daß der Hyperbelast sich immer mehr der x-Achse anschmiegt, der Asymptotenwinkel sich zu einem gestreckten verbreitert, jene spezielle Transformation in der Grenze sich in eine solche verwandelt, wobei die t'-Achse eine beliebige Richtung nach oben haben kann und x' immer genauer sich an x annähert. Mit Rücksicht hierauf ist klar, daß aus der Gruppe G_c in der Grenze für $c=\infty$, also als Gruppe G_∞, eben jene zu der Newtonschen Mechanik gehörige volle Gruppe wird. Bei dieser Sachlage und da G_c mathematisch verständlicher ist als G_∞, hätte wohl ein Mathematiker in freier Phantasie auf den Gedanken verfallen können, daß am Ende die Naturerscheinungen tatsächlich eine Invarianz nicht bei der Gruppe G_∞, sondern vielmehr bei einer Gruppe G_c mit bestimmtem endlichen, nur in den gewöhnlichen Maßeinheiten äußerst großen c besitzen. Eine solche Ahnung wäre ein außerordentlicher Triumph der reinen Mathematik gewesen. Nun, da die Mathematik hier nur mehr Treppenwitz bekundet, bleibt ihr doch die Genugtuung, daß sie dank ihren glücklichen Antezedenzien mit ihren in freier Fernsicht geschärften Sinnen die tiefgreifenden Konsequenzen einer solchen Ummodelung unserer Naturauffassung auf der Stelle zu erfassen vermag.

Ich will sogleich bemerken, um welchen Wert für c es sich schließlich handeln wird. Für c wird die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes im leeren Raume eintreten. Um weder vom Raum, noch von Leere zu sprechen, können wir diese Größe wieder als das Verhältnis der elektrostatischen und der elektromagnetischen Einheit der Elektrizitätsmenge kennzeichnen.

Das Bestehen der Invarianz der Naturgesetze für die bezügliche Gruppe G_c würde nun so zu fassen sein:

Man kann aus der Gesamtheit der Naturerscheinungen durch sukzessiv gesteigerte Approximationen immer genauer ein Bezugsystem x, y, z und t, Raum und Zeit, ableiten, mittels dessen die Erscheinungen sich dann nach bestimmten Gesetzen darstellen. Dieses Bezugsystem ist dabei aber durch die Erscheinungen

keineswegs eindeutig festgelegt. Man kann das Bezugsystem noch entsprechend den Transformationen der genannten Gruppe G_c beliebig verändern, ohne daß der Ausdruck der Naturgesetze sich dabei verändert.

Z. B. kann man der beschriebenen Figur entsprechend auch t' Zeit benennen, muß dann aber im Zusammenhange damit notwendig den Raum durch die Mannigfaltigkeit der drei Parameter x', y, z definieren, wobei nun die physikalischen Gesetze mittels x', y, z, t' sich genau ebenso ausdrücken würden, wie mittels x, y, z, t. Hiernach würden wir dann in der Welt nicht mehr den Raum, sondern unendlich viele Räume haben, analog wie es im dreidimensionalen Raume unendlich viele Ebenen gibt. Die dreidimensionale Geometrie wird ein Kapitel der vierdimensionalen Physik. Sie erkennen, weshalb ich am Eingange sagte, Raum und Zeit sollen zu Schatten herabsinken und es soll nur eine Welt an sich bestehen.

II.

Nun ist die Frage, welche Umstände zwingen uns die veränderte Auffassung von Raum und Zeit auf, widerspricht sie tatsächlich niemals den Erscheinungen, endlich gewährt sie Vorteile für die Beschreibung der Erscheinungen?

Bevor wir hierauf eingehen, sei eine wichtige Bemerkung vorangestellt. Haben wir Raum und Zeit irgendwie individualisiert, so entspricht einem ruhenden substantiellen Punkte als Weltlinie eine zur t-Achse parallele Gerade, einem gleichförmig bewegten substantiellen Punkte eine gegen die t-Achse geneigte Gerade, einem ungleichförmig bewegten substantiellen Punkte eine irgendwie gekrümmte Weltlinie. Fassen wir in einem beliebigen Weltpunkte x, y, z, t die dort durchlaufende Weltlinie auf und finden wir sie dort parallel mit irgendeinem Radiusvektor OA' der vorhin genannten hyperboloidischen Schale, so können wir OA' als neue Zeitachse einführen, und bei den damit gegebenen neuen Begriffen von Raum und Zeit erscheint die Substanz in dem betreffenden Weltpunkte als ruhend. Wir wollen nun dieses fundamentale Axiom einführen: Die in einem beliebigen Weltpunkte vorhandene Substanz kann stets bei geeigneter Festsetzung von Raum und Zeit als ruhend aufgefaßt werden. Das Axiom bedeutet, daß in jedem Weltpunkte stets der Ausdruck

$$c^2\,dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

positiv ausfällt oder, was damit gleichbedeutend ist, daß jede Geschwindigkeit v stets kleiner als c ausfällt. Es würde danach für alle substantiellen Geschwindigkeiten c als obere Grenze bestehen und hierin eben die tiefere Bedeutung der Größe c liegen. Dieses Axiom hat beim ersten Eindruck etwas Mißfälliges. Es ist aber zu bedenken, daß nun eine modifizierte Mechanik Platz greifen wird, in der die Quadratwurzel aus jener Differentialverbindung zweiten Grades eingeht, so daß Fälle mit Überlichtgeschwindigkeit nur mehr eine Rolle spielen werden, etwa wie in der Geometrie Figuren mit imaginären Koordinaten.

Der Anstoß und wahre Beweggrund für die Annahme der Gruppe G_c nun kam daher, daß die Differentialgleichung für die Fortpflanzung von Lichtwellen im leeren Raume jene Gruppe G_c[1]) besitzt. Andererseits hat der Begriff starrer Körper nur in einer Mechanik mit der Gruppe G_∞ einen Sinn. Hat man nun eine Optik mit G_c und gäbe es andererseits starre Körper, so ist leicht abzusehen, daß durch die zwei zu G_c und zu G_∞ gehörigen hyperboloidischen Schalen eine t-Richtung ausgezeichnet sein würde, und das würde weiter die Konsequenz haben, daß man an geeigneten starren optischen Instrumenten im Laboratorium einen Wechsel der Erscheinungen bei verschiedener Orientierung gegen die Fortschreitungsrichtung der Erde müßte wahrnehmen können. Alle auf dieses Ziel gerichteten Bemühungen, insbesondere ein berühmter Interferenzversuch von Michelson, hatten jedoch ein negatives Ergebnis. Um eine Erklärung hierfür zu gewinnen, bildete H. A. Lorentz eine Hypothese, deren Erfolg eben in der Invarianz der Optik für die Gruppe G_c liegt. Nach Lorentz soll jeder Körper, der eine Bewegung besitzt, in Richtung der Bewegung eine Verkürzung erfahren haben und zwar bei einer Geschwindigkeit v im Verhältnisse

$$1 : \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Diese Hypothese klingt äußerst phantastisch. Denn die Kontraktion ist nicht etwa als Folge von Widerständen im Äther zu denken, sondern rein als Geschenk von oben, als Begleitumstand des Umstandes der Bewegung.

Ich will nun an unserer Figur zeigen, daß die Lorentzsche Hypothese völlig äquivalent ist mit der neuen Auffassung von Raum und Zeit, wodurch sie viel verständlicher wird. Abstrahieren wir der Einfachheit wegen von y und z und denken uns eine räumlich eindimensionale Welt, so sind ein wie die t-Achse aufrechter und ein gegen die t-Achse geneigter Parallelstreifen (s. Fig. 1) Bilder für den Verlauf eines ruhenden, bezüglich eines gleich-

1) Eine wesentliche Anwendung dieser Tatsache findet sich bereits bei W. Voigt, Göttinger Nachr. 1887, S. 41.



förmig bewegten Körpers, der jedesmal eine konstante räumliche Ausdehnung behält. Ist OA' parallel dem zweiten Streifen, so können wir t' als Zeit und x' als Raumkoordinate einführen, und es erscheint dann der zweite Körper als ruhend, der erste als gleichförmig bewegt. Wir nehmen nun an, daß der erste Körper als ruhend aufgefaßt die Länge l hat, d. h. der Querschnitt PP des ersten Streifens auf der x-Achse $= l \cdot OC$ ist, wo OC den Einheitsmaßstab auf der x-Achse bedeutet, und daß andererseits der zweite Körper als ruhend aufgefaßt die gleiche Länge l hat; letzteres heißt dann, daß der parallel der x'-Achse gemessene Querschnitt des zweiten Streifens, $Q'Q' = l \cdot OC'$ ist. Wir haben nunmehr in diesen zwei Körpern Bilder von zwei gleichen Lorentzschen Elektronen, einem ruhenden und einem gleichförmig bewegten. Halten wir aber an den ursprünglichen Koordinaten x, t fest, so ist als Ausdehnung des zweiten Elektrons der Querschnitt QQ seines zugehörigen Streifens parallel der x-Achse anzugeben. Nun ist offenbar, da $Q'Q' = l \cdot OC'$ ist, $QQ = l \cdot OD'$. Eine leichte Rechnung ergibt, wenn dx/dt für den zweiten Streifen $= v$ ist,

$$OD' = OC \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}},$$

also auch

$$PP : QQ = 1 : \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Dies ist aber der Sinn der Lorentzschen Hypothese von der Kontraktion der Elektronen bei Bewegung. Fassen wir andererseits das zweite Elektron als ruhend auf, adoptieren also das Bezugssystem x', t', so ist als Länge des ersten der Querschnitt $P'P'$ seines Streifens parallel OC' zu bezeichnen und wir würden in dem nämlichen Verhältnisse das erste Elektron gegen das zweite verkürzt finden; denn es ist

$$P'P' : Q'Q' = OD : OC' = OD' : OC = QQ : PP.$$

Lorentz nannte die Verbindung t' von x und t Ortszeit des gleichförmig bewegten Elektrons und verwandte eine physikalische Konstruktion dieses Begriffs zum besseren Verständnis der Kontraktionshypothese. Jedoch scharf erkannt zu haben, daß die Zeit des einen Elektrons ebensogut wie die des anderen ist, d. h. daß t und t' gleich zu behandeln sind, ist erst das Verdienst von A. Einstein[1]). Damit war nun zunächst die Zeit als ein durch die Erscheinungen eindeutig festgelegter Begriff abgesetzt. An dem Begriffe des Raumes rüttelten weder Einstein noch Lorentz, vielleicht deshalb nicht, weil bei der genannten speziellen Transformation, wo die x', t'-Ebene sich mit der x, t-Ebene deckt, eine Deutung möglich ist, als sei die x-Achse des Raumes in ihrer Lage erhalten geblieben. Über den Begriff des Raumes in entsprechender Weise hinwegzuschreiten, ist auch wohl nur als Verwegenheit mathematischer Kultur einzutaxieren. Nach diesem zum wahren Verständnis der Gruppe G_c jedoch unerläßlichen weiteren Schritt aber scheint mir das Wort Relativitätspostulat für die Forderung einer Invarianz bei der Gruppe G_c sehr matt. Indem der Sinn des Postulats wird, daß durch die Erscheinungen nur die in Raum und Zeit vierdimensionale Welt gegeben ist, aber die Projektion in Raum und in Zeit noch mit einer gewissen Freiheit vorgenommen werden kann, möchte ich dieser Behauptung eher den Namen Postulat der absoluten Welt (oder kurz Weltpostulat) geben.

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 891, 1905; Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik **4**, 411, 1907.

III.

Durch das Weltpostulat wird eine gleichartige Behandlung der vier Bestimmungsstücke x, y, z, t eines Weltpunktes möglich. Dadurch gewinnen, wie ich jetzt ausführen will, die Formen, unter denen die physikalischen Gesetze sich abspielen, an Verständlichkeit. Vor allem erlangt nunmehr der Begriff der Beschleunigung ein scharf hervortretendes Gepräge.

Ich werde mich einer geometrischen Ausdrucksweise bedienen, die sich sofort darbietet, indem man im Tripel x, y, z stillschweigend von z abstrahiert. Einen beliebigen Weltpunkt O sprechen wir als Raum-Zeit-Nullpunkt an. Der Kegel

$$c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 = 0$$

mit O als Spitze (Fig. 2) besteht aus zwe Teilen, einem mit Werten $t < 0$, einem anderen

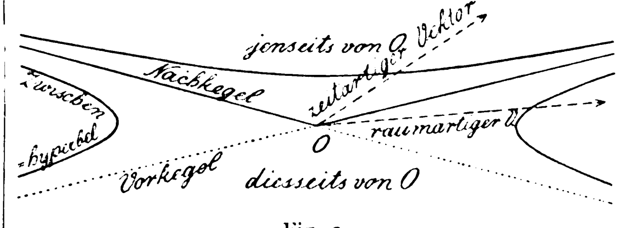


Fig. 2.

mit Werten $t > 0$. Der erste, der Vorkegel von O, besteht, sagen wir aus allen Weltpunkten, die „Licht nach O senden", der zweite, der Nachkegel von O, aus allen Weltpunkten, die „Licht von O empfangen". Das vom Vorkegel allein begrenzte Gebiet mag diesseits von O, das vom Nachkegel allein begrenzte jenseits

von O heißen. Jenseits O fällt die schon betrachtete hyperboloidische Schale

$$F = c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 = 1, \quad t > 0.$$

Das Gebiet zwischen den Kegeln wird erfüllt von den einschaligen hyperboloidischen Gebilden

$$-F = x^2 + y^2 + z^2 - c^2t^2 = k^2$$

zu allen konstanten positiven Werten k^2. Wichtig sind für uns die Hyperbeln mit O als Mittelpunkt, die auf diesen letzten Gebilden liegen. Die einzelnen Äste dieser Hyperbeln sollen kurz die Zwischenhyperbeln zum Zentrum O heißen. Ein solcher Hyperbelast würde, als Weltlinie eines substantiellen Punktes gedacht, eine Bewegung repräsentieren, die für $t = -\infty$ und $t = +\infty$ asymptotisch auf die Lichtgeschwindigkeit c ansteigt.

Nennen wir in Analogie zum Vektorbegriff im Raume jetzt eine gerichtete Strecke in der Mannigfaltigkeit der x, y, z, t einen Vektor, so haben wir zu unterscheiden zwischen den zeitartigen Vektoren mit Richtungen von O nach der Schale $+F = 1$, $t > 0$ und den raumartigen Vektoren mit Richtungen von O nach $-F = 1$. Die Zeitachse kann jedem Vektor der ersteren Art parallel laufen. Ein jeder Weltpunkt zwischen Vorkegel und Nachkegel von O kann stets durch das Bezugssystem als gleichzeitig mit O, aber ebensogut auch als früher oder später als O eingerichtet werden. Jeder Weltpunkt diesseits O ist notwendig stets früher, jeder Weltpunkt jenseits O notwendig stets später als O. Der Grenze $c = \infty$ entspricht ein vollständiges Zusammenklappen des keilförmigen Ausschnitts zwischen Vor- und Nachkegel in die Mannigfaltigkeit $t = 0$. In den gezeichneten Figuren ist absichtlich dieser Ausschnitt mit verschiedenen Breiten angelegt.

Einen beliebigen Vektor, wie von O nach x, y, z, t, zerlegen wir in die Komponenten x, y, z, t. Sind die Richtungen zweier Vektoren beziehungsweise die eines Radiusvektors OR an eine der Flächen $\mp F = 1$ und dazu einer Tangente RS im Punkte R der betreffenden Fläche, so sollen die Vektoren normal zueinander heißen. Danach ist

$$c^2tt_1 - xx_1 - yy_1 - zz_1 = 0$$

die Bedingung dafür, daß die Vektoren mit den Komponenten x, y, z, t und x_1, y_1, z_1, t_1 normal zueinander sind.

Für die Beträge von Vektoren der verschiedenen Richtungen sollen die Einheitsmaßstäbe dadurch fixiert sein, daß einem raumartigen Vektor von O nach $-F = 1$ stets der Betrag 1, einem zeitartigen Vektor von O nach $+F = 1$, $t > 0$ stets der Betrag $1/c$ zugeschrieben wird.

Denken wir uns nun in einem Weltpunkte $P(x, y, z, t)$ die dort durchlaufende Weltlinie eines substantiellen Punktes, so entspricht danach dem zeitartigen Vektorelement dx, dy, dz, dt der Linie von P aus der Betrag

$$d\tau = \frac{1}{c}\sqrt{c^2dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2}.$$

Das Integral $\int d\tau = \tau$ dieses Betrages auf der Weltlinie von irgendeinem fixierten Anfangspunkte P_0 bis zu dem variabeln Endpunkte P geführt, nennen wir die Eigenzeit des substantiellen Punktes in P. Auf der Weltlinie betrachten wir x, y, z, t, d. h. die Komponenten des Vektors OP, als Funktionen der Eigenzeit τ, bezeichnen deren erste Differentialquotienten nach τ mit $\dot x, \dot y, \dot z, \dot t$, deren zweite Differentialquotienten nach τ mit $\ddot x, \ddot y, \ddot z, \ddot t$ und nennen die zugehörigen Vektoren, die Ableitung von OP nach τ den Bewegungsvektor in P, die Ableitung des letzteren nach τ den Beschleunigungsvektor in P. Dabei gilt

$$c^2\dot t^2 - \dot x^2 - \dot y^2 - \dot z^2 = c^2,$$
$$c^2\dot t\ddot t - \dot x\ddot x - \dot y\ddot y - \dot z\ddot z = 0,$$

d. h. der Bewegungsvektor ist der zeitartige Vektor in Richtung der Weltlinie in P vom Betrage 1 und der Beschleunigungsvektor ist normal zum Bewegungsvektor, also gewiß ein raumartiger Vektor.

Nun gibt es einen eindeutig bestimmten Hyperbelast, der mit der Weltlinie in P drei unendlich benachbarte Punkte gemein hat und dessen Asymptoten Erzeugende bez. eines Vorkegels und eines Nachkegels sind. Dieser Hyperbelast heiße die Krümmungshyperbel in P (s. unten Fig. 3). Ist M das Zentrum dieser Hyperbel, so handelt es sich hier also um eine Zwischenhyperbel mit dem Zentrum M. Nun sei ϱ der Betrag des Vektors MP, so erkennen wir den Beschleunigungsvektor in P als den Vektor in Richtung MP vom Betrage c^2/ϱ.

Sind $\ddot x, \ddot y, \ddot z, \ddot t$ sämtlich Null, so reduziert sich die Krümmungshyperbel auf die in P die Weltlinie berührende Gerade und es ist $\varrho = \infty$ zu setzen.

IV.

Um darzutun, daß die Annahme der Gruppe G_c für die physikalischen Gesetze nirgends zu einem Widerspruche führt, ist es unumgänglich, eine Revision der gesamten Physik auf Grund der Voraussetzung dieser Gruppe vorzunehmen. Diese Revision ist bereits in einem gewissen Umfange erfolgreich geleistet für Fragen der

Thermodynamik und Wärmestrahlung[1]), für die elektromagnetischen Vorgänge, endlich für die Mechanik unter Aufrechterhaltung des Massenbegriffes[2]).

Für letzteres Gebiet ist vor allem die Frage aufzuwerfen: Wenn eine Kraft mit den Komponenten X, Y, Z nach den Raumachsen in einem Weltpunkte $P(x, y, z, t)$ angreift, wo der Bewegungsvektor $\dot{x}$, $\dot{y}$, $\dot{z}$, $\dot{t}$ ist, als welche Kraft ist diese Kraft bei einer Änderung des Bezugsystems aufzufassen?

Nun existieren gewisse erprobte Ansätze betreffs der ponderomotorischen Kraft im elektromagnetischen Felde in denjenigen Fällen, wo die Gruppe G_c unzweifelhaft zuzulassen ist. Diese Ansätze führen zu der einfachen Regel: Bei Änderung des Bezugsystems ist die vorausgesetzte Kraft derart in dem neuen Raumkoordinat als Kraft zu beurteilen, daß dabei der zugehörige Vektor mit den Komponenten

$$\dot{t}X,\ \dot{t}Y,\ \dot{t}Z,\ \dot{t}T,$$

wo

$$T = \frac{1}{c^2}\left(\frac{\dot{x}}{\dot{t}}X + \frac{\dot{y}}{\dot{t}}Y + \frac{\dot{z}}{\dot{t}}Z\right)$$

die durch c^2 dividierte Arbeitsleistung der Kraft im Weltpunkte ist, sich unverändert erhält. Dieser Vektor ist stets normal zum Bewegungsvektor in P. Ein solcher zu einer Kraft in P gehörender vierdimensionaler Vektor soll ein bewegender Kraftvektor in P heißen.

Nun werde die durch P laufende Weltlinie von einem substantiellen Punkte mit konstanter mechanischer Masse m beschrieben. Das m-fache des Bewegungsvektors in P heiße Impulsvektor in P, das m-fache des Beschleunigungsvektors in P der Kraftvektor der Bewegung in P. Nach diesen Definitionen lautet das Gesetz dafür, wie die Bewegung eines Massenpunktes bei gegebenem bewegenden Kraftvektor statthat:

Der Kraftvektor der Bewegung ist gleich dem bewegenden Kraftvektor[3]).

Diese Aussage faßt vier Gleichungen für die Komponenten nach den vier Achsen zusammen, wobei die vierte, weil von vornherein beide genannten Vektoren normal zum Bewegungsvektor sind, sich als eine Folge der drei ersten ansehen läßt. Nach der obigen Bedeutung von T stellt die vierte zweifellos den Energiesatz dar. Als kinetische Energie des Massenpunktes ist daher das c^2-fache der Komponente des Impulsvektors nach der t-Achse zu definieren. Der Ausdruck hierfür ist

$$mc^2 dt/d\tau = mc^2 \Big/ \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}},$$

d. i. nach Abzug der additiven Konstante mc^2 der Ausdruck $\frac{1}{2}mv^2$ der Newtonschen Mechanik bis auf Größen von der Ordnung $1/c^2$. Sehr anschaulich erscheint hierbei die Abhängigkeit der Energie vom Bezugsysteme. Da nun aber die t-Achse in die Richtung jedes zeitartigen Vektors gelegt werden kann, so enthält andererseits der Energiesatz, für jedes mögliche Bezugsystem gebildet, bereits das ganze Sysem der Bewegungsgleichungen. Diese Tatsache behält bei dem erörterten Grenzübergang zu $c = \infty$ ihre Bedeutung für den axiomatischen Aufbau der Newtonschen Mechanik und ist in solchem Sinne hier bereits von Herrn J. R. Schütz[1]) wahrgenommen worden.

Man kann von vornherein das Verhältnis von Längeneinheit und Zeiteinheit derart festlegen, daß die natürliche Geschwindigkeitsschranke $c = 1$ wird. Führt man dann noch $t\cdot\sqrt{-1} = s$ an Stelle von t ein, so erscheint der quadratische Differentialausdruck für $d\tau^2$ völlig symmetrisch in x, y, z, s und diese Symmetrie überträgt sich auf den mathematischen Ausdruck eines jeden Gesetzes, das dem Weltpostulate nicht widerspricht. Man kann danach das Wesen dieses Postulats mathematisch sehr prägnant in die mystische Formel kleiden: $3 \cdot 10^5\,\text{km} = \sqrt{-1}$ sec.

V.

Die durch das Weltpostulat geschaffenen Vorteile werden vielleicht durch nichts so schlagend belegt wie durch Angabe der von einer beliebig bewegten punktförmigen Ladung nach der Maxwell-Lorentzschen Theorie ausgehenden Wirkungen. Denken wir uns die Weltlinie eines solchen punktförmigen Elektrons mit einer Ladung e und führen auf der Linie die Eigenzeit τ von irgendeinem Anfangspunkte ein. Um das vom Elektron in einem beliebigen Weltpunkte P_1 veranlaßte Feld zu haben, konstruieren wir den zu P_1 gehörigen Vorkegel. Dieser trifft die unbegrenzte Weltlinie des Elektrons, da deren Richtungen überall die von zeitartigen Vektoren sind, offenbar in einem einzigen Punkte P (Fig. 4). Wir legen in P die Tangente an die Weltlinie und konstruieren durch P_1 die

1) M. Planck, Zur Dynamik bewegter Systeme. Berl. Ber. 1907. S. 542 (auch Ann. d. Phys. **26**, 1, 1908).

2) H. Minkowski, Die Grundgleichungen für die elektromagnetischen Vorgänge in bewegten Körpern. Gött. Nachr. 1908, S. 53.

3) H. Minkowski, a. a. O., S. 107. — Vgl. auch M. Planck, Verh. d. Physik. Ges. **4**, 136, 1906.

1) J. R. Schütz, Prinzip der absoluten Erhaltung der Energie. Gött. Nachr. 1897, S. 110.

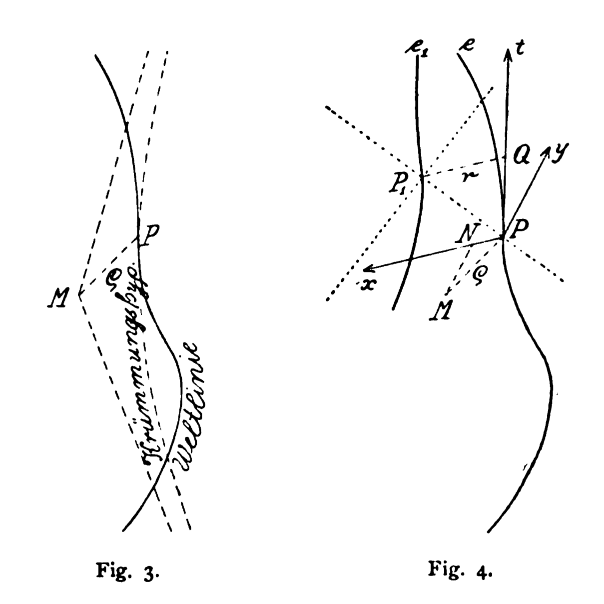


Fig. 3. Fig. 4.

normale P_1Q auf diese Tangente. Der Betrag von P_1Q sei r. Als Betrag von PQ ist nach der Definition des Vorkegels dann r/c zu rechnen. Nun stellt der Vektor in Richtung PQ vom Betrage e/r in seinen Komponenten nach den x-, y-, z-Achsen das mit c multiplizierte Vektorpotential, in der Komponente nach der t-Achse das skalare Potential des vom Elektron erregten Feldes im Weltpunkte P_1 vor. Hierin liegt das von A. Liénard[1]) und von E. Wiechert[2]) aufgestellte Elementargesetz.

Bei der Beschreibung des vom Elektron hervorgerufenen Feldes selbst tritt sodann hervor, daß die Scheidung des Feldes in elektrische und magnetische Kraft eine relative ist mit Rücksicht auf die zugrunde gelegte Zeitachse. Am übersichtlichsten sind beide Kräfte zusammen zu beschreiben in einer gewissen, wenn auch nicht völligen Analogie zu einer Kraftschraube aus der Mechanik.

Ich will jetzt die von einer beliebig bewegten punktförmigen Ladung auf eine andere beliebig bewegte punktförmige Ladung ausgeübte ponderomotorische Wirkung angeben. Denken wir uns durch den Weltpunkt P_1 die Weltlinie eines zweiten punktförmigen Elektrons von der Ladung e_1 führend. Wir bestimmen P, Q, r wie vorhin, konstruieren sodann den Mittelpunkt M der Krümmungshyperbel in P, endlich die Normale MN von M aus auf eine durch P parallel zu QP_1 gedachte Gerade. Wir legen nun, mit P als Anfangspunkt, ein Bezugsystem folgendermaßen fest, die t-Achse in die Richtung PQ, die x-Achse in die Richtung QP_1, die y-Achse in die Richtung MN, wodurch schließlich auch die Richtung der z-Achse als normal zu den t-, x-, y-Achsen bestimmt ist. Der Beschleunigungsvektor in P sei $\ddot{x}, \ddot{y}, \ddot{z}, \ddot{t}$, der Bewegungsvektor in P_1 sei $\dot{x}_1, \dot{y}_1, \dot{z}_1, \dot{t}_1$. Jetzt lautet der von dem ersten beliebig bewegten Elektron auf das zweite beliebig bewegte Elektron im Weltpunkte P_1 ausgeübte bewegende Kraftvektor:

$$-ee_1\left(\dot{t}_1 - \frac{\dot{x}_1}{c}\right)\mathfrak{K},$$

wobei für die Komponenten $\mathfrak{K}_x$, $\mathfrak{K}_y$, $\mathfrak{K}_z$, $\mathfrak{K}_t$ des Vektors $\mathfrak{K}$ die drei Relationen bestehen

$$c\mathfrak{K}_t - \mathfrak{K}_x = \frac{1}{r^2}, \qquad \mathfrak{K}_y = \frac{\ddot{y}}{c^2 r}, \qquad \mathfrak{K}_z = 0$$

und viertens dieser Vektor $\mathfrak{K}$ normal zum Bewegungsvektor in P_1 ist und durch diesen Umstand allein in Abhängigkeit von dem letzteren Bewegungsvektor steht.

Vergleicht man mit dieser Aussage die bisherigen Formulierungen[1]) des nämlichen Elementargesetzes für die ponderomotorische Wirkung bewegter punktförmiger Ladungen aufeinander, so wird man nicht umhin können zuzugeben, daß die hier in Betracht kommenden Verhältnisse ihr inneres Wesen voller Einfachheit erst in vier Dimensionen enthüllen, auf einen von vornherein aufgezwungenen dreidimensionalen Raum aber nur eine äußerst komplizierte Projektion werfen. —

In der dem Relativitätspostulate gemäß reformierten Mechanik fallen die Disharmonien, die zwischen der Newtonschen Mechanik und der neueren Elektrodynamik gestört haben, von selbst aus. Ich will noch die Stellung des Newtonschen Attraktionsgesetzes zu diesem Postulate berühren. Ich will annehmen, wenn zwei Massenpunkte m, m_1 ihre Weltlinien beschreiben, werde von m auf m_1 ein bewegender Kraftvektor ausgeübt genau von dem soeben im Falle von Elektronen angegebenen Ausdruck, nur daß statt $-ee_1$ dort jetzt $+mm_1$ stehen soll. Wir betrachten nun speziell den Fall, daß der Beschleunigungsvektor von m konstant Null ist, wobei wir dann t so einführen mögen, daß m als ruhend aufzufassen ist; die Bewegung von m_1 ferner erfolge allein mit jenem von m herrührenden Kraftvektor. Modifizieren wir nun diesen angegebenen Vektor zunächst durch Division mit $\dot{t}_1$, welcher Faktor bis auf Größen von der Ordnung $1/c^2$ auf 1 hinauskommt, so zeigt sich[2]), daß alsdann für die Orte x_1, y_1, z_1 von m_1 und ihren zeitlichen Verlauf genau wieder

1) A. Liénard, L'Éclairage électrique 16, 5, 53, 106, 1898.
2) E. Wiechert, Arch. néerl. (2) 5, 549, 1900.

1) K. Schwarzschild, Göttinger Nachr. 1903, S. 132; H. A. Lorentz, Enzykl. d. math. Wissensch., Art. V, 14, 199.
2) H. Minkowski, a. a. O., S. 110.

die Keplerschen Gesetze folgen würden, nur mit dem Unterschiede, daß darin an Stelle der Zeiten t_1 die Eigenzeiten τ_1 von m_1 eingehen würden. Auf Grund dieser einfachen Bemerkung ist dann alsbald einzusehen, daß das vorgeschlagene Anziehungsgesetz, verknüpft mit der neuen Mechanik, nicht weniger gut geeignet ist, die astronomischen Beobachtungen zu erklären, wie das Newtonsche Anziehungsgesetz verbunden mit der Newtonschen Mechanik.

Auch die Grundgleichungen für die elektromagnetischen Vorgänge in ponderablen Körpern fügen sich durchaus dem Relativitätspostulate. Sogar die von Lorentz gelehrte Ableitung dieser Gleichungen auf Grund von Vorstellungen der Elektronentheorie braucht hierbei keineswegs aufgegeben zu werden, wie ich anderwärts zeigen werde.

Die ausnahmslose Gültigkeit des Relativitätspostulats ist, so möchte ich glauben, der wahre Kern eines elektromagnetischen Weltbildes, der von Lorentz getroffen, von Einstein weiter herausgeschält, nachgerade vollends am Tage liegt. Bei der Fortbildung der mathematischen Konsequenzen werden sich genug Hinweise auf experimentelle Verifikationen des Postulats einfinden, um auch diejenigen, denen eine Änderung altgewohnter Anschauungen unsympathisch oder schmerzlich ist, durch den Gedanken an eine prästabilierte Harmonie zwischen der reinen Mathematik und der Physik auszusöhnen.

(Eingegangen 23. Dezember 1908.)

BESPRECHUNGEN.

E. König, Kant und die Naturwissenschaft. (Die Wissenschaft. Heft 22.) 8. VI u. 232 S. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1907. Gebunden M. 7.—

Die naturphilosophischen Studien der letzten Jahrzehnte kennzeichnet bekanntlich ein starkes Betonen des Empirismus und damit in Verbindung eine entschiedene Gegnerschaft zu dem Standpunkte Kants. Helmholtz und in neuerer Zeit Mach und Ostwald bilden den Mittelpunkt derselben. Das Eintreten von seiten der Vitalisten (wie z. B. Driesch) für den Apriorismus des Königsberger Denkers mußte den Riß eher erweitern, als ihn überbrücken.

Der Verfasser der vorliegenden Schrift sucht nun die Suprematie Kants auf dem Gebiete der Naturphilosophie und Erkenntnistheorie wiederum zu befestigen, und zwar, wie ihm zuzugestehen ist, mit großer Klarheit und erheblicher Schärfe der Beweisführung. — Die Anschauungen Kants stünden mit den Resultaten moderner Forschung keineswegs in Widerspruch, speziell seine „metaphysischen Anfangsgründe der Naturwissenschaften" hätten überhaupt mit Metaphysik im landläufigen Sinne nichts zu tun. Kant sei eben nicht völlig richtig verstanden worden; so soll der Apriorismus nicht die Erfahrung ausschließen, sondern er sei als die „Bedingung der Möglichkeit aller Erfahrung" aufzufassen. — Der Verfasser unterzieht daher das alte Raumproblem und die Einsprüche der modernen Empiristen gegen dasselbe einer erneuten kritischen Untersuchung. — Ebenso tritt er in eine Erörterung der Grundfrage nach dem „Zweckbegriff" bei Kant und sucht damit dessen Stellung zu biologischen und psychophysischen Problemen zu fixieren. Indem König dabei die Ausführungen Hartmanns widerlegt, welcher die Finalität den Kategorien zuzuweisen geneigt ist, kommt er zu dem Resultat, „daß in der allgemeinen Biologie das Prinzip einer Bestimmung nach Zwecken, die neben der kausalen einherginge oder ihr übergeordnet wäre, keine Existenzberechtigung habe".

Das Buch scheint mehr als irgendein anderes der in den letzten Jahren zahlreich erschienenen Publikationen dazu geeignet, den Naturforscher und Mathematiker über den gegenwärtigen Standpunkt der Naturphilosophie und Erkenntnistheorie zu orientieren. Behrendsen.

A. Ladenburg, Naturwissenschaftliche Vorträge in gemeinverständlicher Darstellung. gr. 8. 264 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft. 1908. M. 9.—, gebund. M. 10.—.

Albert Ladenburg gibt in diesem Buche eine Reihe von Vorträgen, die er gelegentlich gehalten hat, in allgemein faßlicher Form heraus, um dem Laien einen Einblick in verschiedene Gebiete der Chemie zu verschaffen. Folgende Themen werden behandelt:

Die Fundamentalbegriffe der Chemie, die chemische Konstitution der Materie, Beziehungen zwischen den Atomgewichten und den Eigenschaften der Elemente, Stereochemie, die Aggregatzustände und ihr Zusammenhang, die 4 Elemente des Aristoteles, die Spektralanalyse und ihre kosmischen Konsequenzen, das Ozon, das Zeitalter der organischen Chemie und das Radium. Die Vorträge werden durch Zeichnungen und Tabellen anschaulich ergänzt. Der Laie und auch der Physiker, der sich nicht viel mit Chemie beschäftigt hat, wird hier auf an-

genehme und, wie es bei dem Autor selbstverständlich ist, durchaus korrekte Weise allerlei chemische Kenntnisse erwerben, bzw. sie in mancher Beziehung auffrischen und ergänzen können. Am Schlusse ist noch der vielumstrittene Kasseler Vortrag Ladenburgs über den „Einfluß der Naturwissenschaften auf die Weltanschauung" samt einem neuen Epilog abgedruckt. K. Jellinek.

Svante Arrhenius, Das Werden der Welten. Aus dem Schwedischen übersetzt von L. Bamberger. gr. 8. VI u. 208 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft. 1908. M. 5.—, gebunden M. 6.—

Svante Arrhenius, Die Vorstellung vom Weltgebäude im Wandel der Zeiten. (Das Werden der Welten. Neue Folge.) Aus dem Schwedischen übersetzt von L. Bamberger. gr. 8. XI u. 191 S. mit 28 Abbildungen. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft. 1908. M. 5.—, gebunden M. 6.—.

Wir haben in dem Werden der Welten eine Reihe Essais über verschiedene Gegenstände der kosmischen Physik vor uns, die in ihrer Gesamtheit eine Art Kosmogonie bilden sollen. Von der Konstitution der Erde, ihrer Vorgeschichte angefangen bis zu den Nebelflecken als der wahrscheinlichen Urform der Weltsysteme werden eine Reihe kosmogonischer Probleme in allgemeinverständlicher Form vor uns aufgerollt. Zweifellos enthält das Buch eine Reihe origineller Gedanken, der Leser darf aber nicht vergessen, daß es sich oft genug um Spekulationen handelt, die zuweilen auf recht schwachen Füßen stehen. Beispielsweise sind im ersten Abschnitte die Ausführungen über das Erdinnere nicht im Einklang mit modernen wohlbegründeten Anschauungen, desgl. wird dem Strahlungsdruck im Kosmos wohl eine zu große Bedeutung beigemessen, obgleich die hierauf basierenden Ausführungen über die Panspermie des Weltalls nicht ohne allgemeineres Interesse sind. Als Fortsetzung des „Werdens der Welten" ist das zweite Buch gedacht, das uns Gelegenheit gibt, die universelle Gewandtheit des Verfassers zu bewundern. Die geschichtliche Entwicklung kosmogonischer Theorien, die im Kindesalter der Menschheit als Schöpfungssagen auftreten, bei Kulturvölkern mehr den Charakter philosophischer Spekulationen annehmen, bis zu den modernen Anschauungen vom Werden der Welten finden eine ausgezeichnete, lebendig geschriebene Darstellung. Aber auch hier sind, besonders in den letzten Abschnitten, Hypothesen nicht stark genug als solche gekennzeichnet. Dies scheint mir nicht unbedenklich zu sein in Büchern, die für Laien bestimmt sind, weil gerade hierdurch falsche Vorstellungen von den Ergebnissen wissenschaftlicher Forschung erweckt werden können. Die Ausstattung beider Bücher läßt nichts zu wünschen übrig. E. Przybyllok.

Berichtigung.

Zu meiner Arbeit „Über Funkenpotentiale usw." in dieser Zeitschr. **9**, 835, 1908, bemerke ich berichtigend, daß Herr Heydweiller nicht, wie auf S. 844 im vorletzten Absatz angegeben, behauptet hat, eine Unterteilung der Funkenstrecke könne das Funkenpotential nur unwesentlich beeinflussen. Vielmehr hat Herr Heydweiller nur gesagt, das Entladungspotential werde durch Unterteilung wahrscheinlich nicht sehr erheblich vergrößert, wie ich auch auf S. 835 im ersten Absatz richtig zitiert habe. Diese Angabe wird durch meine Untersuchung nur bestätigt. P. Nordmeyer.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin Dr. Otto von Baeyer für Physik, an der Universität Kiel Dr. Hermann Zahn für Physik, an der Universität Heidelberg Dr. Ernst Muckermann für Chemie, am Friedrichs-Polytechnikum in Köthen Dr. Hans John für Schwachstromtechnik und Meßkunde, am Eidgenössischen Polytechnikum in Zürich Dr. Kienast für Mechanik und Mathematik.

Ernannt: Wilhelm Morgan-London zum Professor für Automobiltechnik an der Technischen Schule in Bristol, der Astronom am Lick Observatory in Mount Hamilton Ca. Professor Charles Dillon Perrine zum Direktor des Observatorio Nacional Argentino in Córdoba, der Assistent am Erdmagnetischen Observatorium (Sternwarte) in München Dr. C. W. Lutz zum Kustos an diesem Institut, der Dozent Dr. Zdislaus Krygoroski zum a. o. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Lemberg.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Meteorologie an der Universität Berlin Dr. Emil Leß der Titel Professor, dem ord. Professor der Physik an der Universität Bonn Dr. Heinrich Kayser der Charakter als Geheimer Regierungsrat.

Auszeichnungen: Die Royal Society in London verlieh dem Professor der Physik in Berlin Dr. Eugen Goldstein die Hughes-Medaille und dem Professor der Physik in Leiden Dr. H. A. Lorentz die Rumford-Medaille.

Gestorben: Der Vorsteher des Meteorologisch-magnetischen Observatoriums in Potsdam Professor Dr. Adolf Sprung, der frühere ord. Professor der Chemie an der Technischen Hochschule in München Dr. Emil Erlenmeyer.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 4. 15. Februar 1909. 10. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 5 am 22. Februar 1909.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die in den unteren Schichten der Atmosphäre vorhandene freie elektrische Raumladung[1]).

Von A. Daunderer.

Wie schon in dieser Zeitschrift berichtet[2]), habe ich umfangreichere Messungen des Potentialgefälles und der freien Raumdichte mittels Flammenkollektoren, sowie Ionenzählungen und Messungen von Ionengeschwindigkeiten mittels Ebertschen Ionenzählern in Bad Aibling (480 m Meereshöhe) vorgenommen, deren Ergebnisse in der oben genannten Dissertation ausführlich niedergelegt sind.

Im folgenden soll bloß auf die wesentlichsten Punkte dieser Arbeit hingewiesen werden, auch unter Weglassung des Tabellen- und Kurvenmaterials.

Bei den Potentialgefällmessungen war stets die im Vorberichte[2]) angegebene, von mir für Bodenmessungen verwendete Anordnung der Flammenkollektoren benutzt worden, nachdem sich von Anfang an herausgestellt hatte, daß Messungen mit Kollektoren verschiedener Höhe wegen der raschen Abnahme des Gefälles mit der Höhe nicht reduzierbar sind, und daß durch Messung der Differenzen von Potentialen gleichgebauter Kollektoren gegeneinander, nicht aber von Differenzen von Kollektoren gegen die Erde sichere Ergebnisse erzielt werden können.

Besonders notwendig ist diese Differenzenablesung, um die durch Verlagerung der wirksamen Flammenstellen entstehenden Fehler auszuschalten; bei Ermittelung der Raumdichte nach der Formel:

$$\varrho = -\frac{1}{4\pi}\frac{d^2V}{dh^2} = \frac{1}{6\pi}\left(V_1 - \frac{1}{2}V_2\right),$$

wo V_n die Potentialdifferenz von Lampen L_n und L_o bedeutet, deren oberer Rand n bzw. o Meter über dem Boden steht.

Zu den Ionenzählungen, die meist gleichzeitig und am selben Orte wie die Gefällemessungen erfolgten, standen drei Ebertsche Ionenzähler zur Verfügung, die folgende Konstanten hatten:

	A	L	K
Kapazität C	21,5 cm	18,27 cm	8 cm
Laufdauer	600 sec	720 sec	494 sec
Fördermenge pro sec	1500 ccm	1498 ccm	1316 ccm.

Ein Vergleich der drei Apparate, gleichzeitig mit Ladung gleichen Zeichens laufend, ergab, daß A und L annähernd gleiche E_+ und E_- liefern, während K kleinere E_+, besonders aber kleinere E_- ergab.

Die Größe der Abweichungen ist zu ersehen aus den Gleichungen:

$$\text{für positive Mengen: } \frac{E_{A,L}}{E_K} = \frac{1,17}{1},$$

$$\text{für negative Mengen: } \frac{E_{A,L}}{E_K} = \frac{1,75}{1}.$$

Die Folge davon ist, daß auch $p' = \frac{\Sigma E_+}{\Sigma E_-}$ im Apparat K weit größere Werte ergab, als in den beiden anderen Apparaten.

Es ist sicher anzunehmen, daß der zu kurze Apparat K eine Anzahl von Ionen, besonders negative, durchläßt, ohne sie abzufangen, wie es in den beiden anderen Apparaten geschieht.

Dies kann nur in der nicht homogenen Geschwindigkeit der Ionen begründet sein.

Die Grenzgeschwindigkeit der Ionen, die im Aspirator eben noch ganz aufgefangen werden, ergibt sich aus:

$$u = \frac{F}{4\pi C V},$$

wo F die sekundliche Fördermenge, C die

1) Auszug aus der gleichnamigen Dissertation, Technische Hochschule München, 1908.
2) Diese Zeitschr. **8**, 281, 1907.

Kapazität und V die Kondensatorspannung ist, für die drei Apparate zu:

$$\left.\begin{aligned} u_A &= 0{,}050 \pm 0{,}07 \\ u_L &= 0{,}061 \pm 0{,}011 \\ u_K &= 0{,}134 \pm 0{,}027 \end{aligned}\right\} \frac{\mathrm{cm}}{\mathrm{sec}} \Big/ \frac{V}{\mathrm{cm}}.$$

Die Ionen normaler Geschwindigkeit,

$$u = 1 \frac{\mathrm{cm}^2}{V \cdot \mathrm{sec}} \text{ zirca,}$$

werden somit alle von jedem der drei Apparate gemessen.

Die von Langevin[1]) nachgewiesenen zahlreichen molisierten Ionen von etwa

$$u' = \frac{1}{3000} \frac{\mathrm{cm}^2}{V \cdot \mathrm{sec}} \text{ mittlerer Geschwindigkeit}$$

können trotz ihrer Menge wegen der geringen Beweglichkeit nur in sehr geringem Maße zum Werte E beitragen und deshalb auch für die abweichenden Werte im zu kurzen Apparate K nur wenig in Frage kommen.

Es bleibt also nur übrig, den im allgemeinen nicht zahlreichen Ionen von Geschwindigkeiten zwischen u und u' die Verschiedenheit der in Ionenzählern verschiedener Kapazität (Rohrlänge) gemessenen Werte E im wesentlichen zuzuschreiben.

Eine Folgerung aus diesem Vergleiche von Ionenzählern ist, daß Messungen mit Ionenzählern nur dann vergleichbar sind, wenn diese in ihren Konstanten übereinstimmen, wie auch zu den aus meinen Messungen berechneten Tabellen nur die ziemlich übereinstimmenden Messungen mit den Zählern A und L verwendet wurden, nicht aber die abweichenden, mit Apparat K erhaltenen Werte.

Gleichzeitig mit den Messungen fanden zahlreiche Aufnahmen meteorologischer Daten statt. Insbesondere war neben Registrierapparaten ein Augustpsychrometer auf dem Rasen in ganz schmalem Schatten aufgestellt, um den Einfluß der Temperatur der dem Boden unmittelbar anliegenden Luftschicht auf die luftelektrischen Größen möglichst rein zu erhalten. Die Sichtigkeit der Luft war nach einer auf örtliche Merkmale gestützten Skala geschätzt, die von Sichtigkeit Null bis zu Föhnklarheit (10) stieg.

Die Messungen ergaben in erster Linie die Notwendigkeit, für alle elektrischen Größen die schon für einige dieser Größen feststehende Scheidung in Sommer- und Winterwerte durchzuführen.

Das Potentialgefälle war im Sommer weit kleiner als im Winter (im Sommer $V_1 = 132$ [1942 Messungen], im Winter $V_1 = 194$ Volt [1255 Messungen], mit steilem Abfall im Frühjahr und Anstieg zu Winteranfang. Im täglichen Verlaufe zeigt V im Sommer weit größere Amplitude als im Winter, die Maxima und Minima aber liegen ähnlich, wenn auch etwas verschoben. Die freie Raumdichte ϱ hat im Sommer hohe positive, im allgemeinen gleichbleibende Werte, im Winter ist ϱ überwiegend stark negativ.

Die im Ionenzähler gemessenen Elektrizitätsmengen E_+ und E_- haben im Sommer im einzelnen und besonders im Mittel größere Werte als im Winter, wobei man freilich von den Föhnwerten abzusehen hat.

Sommer: $E_+ = 0{,}508$ (245) $E_- = 0{,}405$ (239),
Winter: $E_+ = 0{,}476$ (377) $E_- = 0{,}401$ (373).

Die Differenz Q der E, also der positive Überschuß der Ionen von normaler Geschwindigkeit, zeigt im Sommer höhere Werte als im Winter, wo er zudem öfters auch schwach negativ wird.

Besonders hat aber p, der Quotient der E, im Sommer fast stets beträchtliche Höhe, im Winter hingegen, bei gefrorenem Boden (und im Sommer bei feuchtem Boden) hat p' Werte, die ziemlich an den Quotienten der Geschwindigkeiten der normalen Ionen $r = \frac{\overset{+}{u}}{\overset{-}{u}}$ heranreichen

$$\left(p = \frac{1}{n} \sum \frac{E_+}{E_-};\quad p' = \frac{\Sigma E_+}{\Sigma E_-}\right).$$

$$\text{Sommer:} \begin{cases} Q = 0{,}116 \frac{e}{m^3} (253) \\ p = 1{,}57 \quad p' = 1{,}25 \end{cases}$$

$$\text{Winter:} \begin{cases} Q = 0{,}069 \,(464) \\ p = 1{,}37 \quad p' = 1{,}19. \end{cases}$$

Im Sommer wirken sonach wenigstens zum Teil andere Faktoren bei Unterhaltung des luftelektrischen Feldes als im Winter, oder die wirksamen Faktoren können sich erst im Sommer voll entfalten.

Diese Faktoren können natürlich nur in den Eigentümlichkeiten und Ursachen der Witterungscharaktere gesucht werden, also zunächst in der Sonnenintensität und Bodenwärme, sowie den davon abhängigen meteorologischen Faktoren.

Der Umstand, daß im Sommer dann, wenn der Boden taufrisch oder feucht war, sich die Meßwerte mehr dem Wintertypus näherten, daß weiter im Winter gerade gefrorener oder nasser Boden ihnen den ausgesprochen winterlichen Charakter gab, führt zunächst auf die von Ebert[1]) aufgestellte Theorie der Bodenatmung.

Daß diese ein nicht zu unterschätzender Faktor in der Gestaltung der luftelektrischen Verhältnisse ist, folgt sichtlich aus der Art, wie die Sonnenintensität auf die Meßwerte einwirkt.

Zunächst weist der tägliche und der jährliche Verlauf sämtlicher luftelektrischer Größen, nicht etwa nur des Potentialgefälles auf die

1) Langevin, Compt. Rend. **140**, 234, 1905.

1) H. Ebert, Diese Zeitschr. **5**, 135, 499, 1904; **6**, 825, 828, 1905; Met. Z. **21**, 201, 1904.

Sonnenintensität und Bodenwärme, und damit die Bodenatmung und vertikal aufwärts gerichtete Konvektion als wesentliche Ursachen hin.

Auch der in meinen Arbeiten zutage tretende Einfluß der Bewölkung (Sonnenschein—Sonnenbedeckung) läßt nur durch diese Faktoren eine befriedigende Erklärung zu.

Auch die aufs deutlichste im Sommer, nicht im Winter, in den Dichtewerten ϱ und Q und damit den Gesamtionenmengen $\mathcal{E}$ und den Mengen E von Ionen normaler Geschwindigkeit sich äußernde Luftdruckwirkung kann nur auf Rechnung der Bodenatmung gesetzt werden.

Es stellte sich bei meinen Messungen in der Regel ein positiver Überschuß Q der Ionen normaler Geschwindigkeit heraus (im Mittel $Q = 0{,}09 \frac{\varepsilon}{m^3}$ aus 803 Messungen).

Dieser Überschuß Q läßt sich im Winter, abgesehen von den Werten bei Bergwind, ganz gut durch die selektive Adsorption infolge der größeren Geschwindigkeit der negativen Ionen erklären[1]), nicht aber im Sommer, wo der Quotient p der Ionen normaler Geschwindigkeit weit größer ist als der Geschwindigkeitsquotient r.

Im Sommer reicht also der Zerfall der in der Atmosphäre vorhandenen Emanation nicht aus, um den positiven Überschuß der Ionen normaler Geschwindigkeit zu schaffen. Es ist vielmehr der Eintritt eines Überschusses positiver Ionen normaler Geschwindigkeit, naturgemäß durch Bodenatmung, wie die näheren Umstände darlegen, als notwendig anzunehmen.

Die Potentialgefällemessungen ergaben nun aber eine die Werte von Q noch weit überschreitende Raumdichte ϱ.

Im Sommer: $\varrho = +0{,}600 \frac{\varepsilon}{m^3}$ (aus 2041 Messungen).

Im Winter: $\varrho = -0{,}475 \frac{\varepsilon}{m^3}$ (aus 940 Messungen).

Dabei zeigen die Werte ϱ und Q (und auch die E) in allen Beziehungen, im täglichen und jährlichen Verlaufe und nach den meteorologischen Faktoren, einen ganz ihrem Wesen entsprechenden Gang, so daß die nach ganz verschiedenen Methoden gewonnenen Werte ϱ und Q sicher Realität besitzen und nicht durch irgendwelche Einflüsse vorgetäuscht sind.

Der stark abgeschwächte Gang der Q (und E) gegenüber dem pointierten Verlaufe der ϱ zeigt aber auch, daß nicht etwa Q das die Größe ϱ bestimmende Element ist, daß also nicht die gesamte Raumdichte ϱ durch den Überschuß Q der Ionen E normaler Geschwindigkeit, wohl auch nicht durch die Mengen E von Ionen normaler Geschwindigkeit allein hervorgebracht wird.

1) K. Kurz, Diss. Gießen 1907.

Es ist vielmehr als sicher anzunehmen, daß auch eine bedeutende Menge molisierter Ionen mit starkem positivem Überschusse neben solchen normaler Geschwindigkeit und neben Emanation aus dem Boden direkt in die Atmosphäre hereingebracht werden und daß nur ein Teil der in der Luft befindlichen molisierten Ionen dort durch Adsorption aus in der Luft zerfallender Emanation erzeugt ist.

Die luftelektrische Untersuchung muß in der Folge das Hauptgewicht auf die Gesamtheit $\mathcal{E}$ von Ionen legen, ob sie molisiert sind oder nicht; die Mengen E von Ionen normaler Geschwindigkeit haben sekundäre Bedeutung.

Aus der Überlegung, daß die negativen Ionen annähernd in gleichem Grade wie die positiven an der Molisierung durch Adsorption beteiligt sind, ergibt sich durch Rechnung, daß die Gesamtmengen $\mathcal{E}$ von Ionen in den untersten Luftschichten mindestens sechsmal so groß sind als die Mengen E der Ionen normaler Geschwindigkeit.

Nimmt man weiter an, in den Gleichungen

$$\mathcal{E}_+ = kE_+ \quad \mathcal{E}_- = k' E_-$$

seien die k, k' den mittleren normalen Ionengeschwindigkeiten $\left(\overset{+}{u} = 0{,}938,\ \overset{-}{u} = 1{,}057\right.$ nach meinen Messungen$\left.\right)$ proportional, so ergibt sich $\left(r = \frac{\overset{-}{u}}{\overset{+}{u}} = 1{,}13\right.$ und $E_+ = 0{,}500 \frac{\varepsilon}{m^3}$ $E_- = 0{,}400 \frac{\varepsilon}{m^3}$ gesetzt, wie es annähernd aus meinen Messungen folgt$\left.\right)$

$$\mathcal{E}_+ = 12 \cdot E_+ \quad \mathcal{E}_- = 13{,}5 \cdot E_-,$$

somit für normale Zeiten eine gesamte Elektrizitätsmenge $\mathcal{E}_+ = 6 \frac{\varepsilon}{m^3}$ $\mathcal{E}_- = 5{,}4 \frac{\varepsilon}{m^3}$.

Größeres r ergibt größere $\mathcal{E}$, für $r = 1{,}20$ erhielte man $\mathcal{E}_+ = 15 \frac{\varepsilon}{m^3}$ $\mathcal{E}_- = 14{,}4 \frac{\varepsilon}{m^3}$, also etwa die 30—36fache Menge der Ionen normaler Geschwindigkeit, welche Werte an die von Langevin[1]) auf anderem Wege ermittelte Zahl molisierter Ionen (50facher Betrag) heranreichen.

Es sind sonach am Beobachtungsorte im Kubikkilometer der 1 m dicken, auf dem Boden aufliegenden Luftschicht mindestens die Elektrizitätsmengen

$$\mathcal{E}_+ = 2 \text{ Coulomb}, \quad \mathcal{E}_- = 1{,}8 \text{ Coulomb},$$

bei normaler Wetterlage zu finden, welche Werte sich bei besonderer Wetterlage, z. B. vor Gewittern oder bei großer Insolation, bedeutend steigern.

Die im Winter regelmäßig auftretenden nega-

1) Langevin, Compt. Rend. **140**, 232, 1905.

tiven ϱ lassen eine genügende Erklärung durch in höheren Schichten schwebenden positiven Überschuß (Nebel und Eisstaub) zu, sind also als Störung des normalen Gefälles aufzufassen. Bestimmend für diese Anschauung sind auch die Messungen, bei denen Nebellamellen mit stark positiver Ladung sich abwechselnd hoben und senkten; jede Hebung brachte stark negative ϱ, die Senkung wieder positive ϱ.

Der jährliche Verlauf des Potentialgefälles V zeigt ausgesprochenen Gegensatz zur Temperatur mit Maximum im kalten Februar, während das Minimum sich mit dem Maximum der Bodenwärme deckt, aber dem Temperaturmaximum vorauseilt. Die Gesamtdichte ϱ folgt im jährlichen Verlaufe sehr gut der Temperatur, nicht aber der Feuchtigkeit. Der positive Überschuß Q der Ionen normaler Geschwindigkeit zeigt im allgemeinen gleichen jährlichen Gang mit ϱ und damit der Temperatur, jedoch scheint hier auch die Feuchtigkeit direkten Einfluß zu haben. Die Q und die Quotienten p sind bei hohen Temperaturen (im Sommer) hoch, im Winter niedrig. Die E zeigen im jährlichen Verlaufe wenig Zusammenhang mit der Temperatur, sind wohl von anderen Faktoren, speziell der Feuchtigkeit, wesentlich beeinflußt.

Im täglichen Verlaufe des Potentialgefälles V fällt die starke Amplitude des Sommers gegenüber der des Winters auf, weiter das starke Sinken im Vormittage und Nachmittage, verbunden mit steilem Anstieg von 12^h-2^h p. Die beiden Dichtewerte ϱ und Q machen im täglichen Verlaufe ganz dieselben Schwankungen, nur sind die Schwankungen der Q sehr abgeschwächt gegenüber jenen der ϱ. Auch der tägliche Gang beider E zeigt viele Übereinstimmung mit dem Gange der ϱ. Der ganze Gang der Elemente läßt, wie schon oben bemerkt, die wesentliche Ursache: Insolation und Bodenwärme, also kurzweg Bodenatmung und Vertikalkonvektion nicht verkennen, wobei Feuchtigkeit und Lufttrübung als störende Faktoren tätig sind.

Ein direkter Einfluß der Insolation ist insofern gegeben, als das Hervortreten der Sonne nach längerer Bedeckung durch Wolken eine starke Steigerung des Wertes von ϱ hervorbringt, womit meistens ein Ansteigen der V Hand in Hand geht. Dieses Ansteigen trat übrigens nicht ein, solange noch Tau lag. Jeder Wechsel von Beschattung und Sonnenschein, auch Wechsel in der Intensität der Strahlung nahm sichtlichen Einfluß auf den Gang der ϱ und V. Der gleiche Einfluß zeigte sich bei Zusammenstellung der Werte nach Bewölkungsgraden. Für zunehmende Bewölkungsgrade zeigte sich deutliche Abnahme der Gesamtdichte ϱ, weniger deutlich auch Abnahme der V. Daß das wesentlich auf Sonnenwirkung zurückzuführen ist, zeigt eine andere Gruppierung der Werte. Werden bei den Bedeckungen 5—10 die bei Sonnenschein erhaltenen Werte weggelassen, so erhält man noch weit kleinere Werte ϱ als vorher, ebenso erhält man für die geringen Bewölkungsgrade größere ϱ, wenn man die bei Sonnenbedeckung gemessenen Werte wegläßt.

Ebenso erhält man bei geringer Bewölkung (0—4) größere E_+ und E_- als bei stärkerer Bewölkung (5—10), jedoch im Sommer auch kleinere Q und p, im Winter sind auch die Q und p bei geringer Bewölkung größer als bei starker Bewölkung. Dieses Verhalten der E, Q, p des Winters tritt noch deutlicher hervor bei Weglassung der durch Südwind (Bergwind) gestörten Beobachtungen.

Während Potentialgefälle V und Raumdichte ϱ im jährlichen Verlaufe sich deutlich mit der Temperatur ändern, zeigt sich V bei Anordnung nach Temperaturgraden ziemlich konstant (bei den höheren Temperaturen), während ϱ der absoluten Größe nach fast regellos ist, aber die Schwankungen der V ganz genau mitmacht.

Die Anordnung nach steigender, konstanter und fallender Temperatur hingegen gibt starke Steigerung von ϱ mit der Temperatur, sofern nicht Tau lag, wie sich an den einzelnen Meßtagen und auch in Gesamtmitteln verfolgen ließ. Alle diese Phänomene weisen darauf hin, daß nicht die Temperatur an sich, sondern die Bodenatmung, Bodenwärme und Vertikalkonvektion die Ursache dieser Ionisation sind.

Im Gesamtmittel sind hierbei die ϱ bei steigender Temperatur doch noch viel höher als bei fallender, trotzdem bei fallender Temperatur sinkende Dunstschichten öfters, besonders abends, große ϱ brachten, und Temperatursenkungen nach starken Steigungen öfters noch wegen Nachwirkung der Bodenwärme ein Ansteigen der ϱ zeigten.

Daß die Kurve für ϱ nach Temperaturgraden die gleichen Nasen zeigt wie die für V, ist ein Hinweis darauf, daß V wesentlich von ϱ, der Gesamt-Ionenmenge, abhängt, weniger aber von der in den E und Q zum Ausdruck kommenden Ionengeschwindigkeit.

Auch die Größen E, Q, p zeigen bei steigenden Temperaturen höhere Werte als bei konstanten oder gar sinkenden Temperaturen. Die E, im Winter auch die Q und p, zeigen aber auch bei höheren Temperaturen an sich höhere Werte als bei niedrigen Temperaturen; besonders bei den niedrigen Temperaturen des Winters (unter 0^0) sind die E sehr klein, die p zeigen dann Werte, die nahezu r, dem Geschwindigkeitsquotienten, gleich sind.

Die Zunahme der Feuchtigkeit bringt ein nicht gut ausgesprochenes Wachstum des Potentialgefälles V, die Gesamtdichte ϱ hat zwar für höhere Feuchtigkeiten höhere Werte, jedoch

ist diese Zunahme zu unregelmäßig, als daß von einem Zusammenhang gesprochen werden könnte.

Die E nehmen mit wachsender Feuchtigkeit im Sommer und Winter ab, ebenso die Q und p bei den höheren Feuchtigkeitsgraden, während sie bei den niederen Feuchtigkeitsgraden mit diesen zunehmen.

Mit dem Wasserdampfgehalte der Luft nehmen die V im Sommer eher zu als ab, während von den ϱ sich nichts aussagen läßt; im Winter nehmen die V ab, doch kann auch hierdurch die Exnersche Formel nicht wesentlich gestützt werden.

Die E_+ steigen etwas mit dem Wasserdampfgehalte, die E_- bleiben ziemlich konstant, im Sommer und auch im Winter.

Die Windrichtung hat im Sommer keinen sichtlichen Einfluß auf die V und ϱ, wohl aber im Winter, wo Nordwind sehr große V, Südwind (Bergwind) sehr kleine V gab, während Westwind im ganzen positive, Ostwind überwiegend negative ϱ brachte.

Die E_+ waren im Sommer, die E_+ und E_- im Winter bei Südwind auffallend groß, bei Nordwind auffallend klein, so daß Südwind auch große Q und p, Nordwind aber kleine lieferte.

Besonders abweichend waren die bei Föhn erhaltenen Werte: Die E_+, E_-, Q, p waren auffallend groß, die E betrugen 1—3 absolute elektrostatische Einheiten.

Im Mittel war:

$$E_+ = 1{,}247 \quad (28)$$
$$E_- = 0{,}945 \quad (21)$$
$$Q = 0{,}301 \quad (29)$$
$$p = 1{,}44 \quad (29).$$

Ihnen standen kleinere V als sonst gegenüber.

Die Föhnluft bringt sonach große Mengen E von Ionen normaler Geschwindigkeit aus den höheren Schichten herab, wie das Gockel in geringerem Grade schon für jede antizyklonale Luftbewegung in Anspruch genommen hat. Über die Gesamt-Ionisation $\mathcal{E}$ ist hiermit aber noch nichts ausgesagt.

Die Luftdruckänderung wirkt im Sommer sehr scharf auf Potentialgefälle V und Gesamtdichte ϱ, insofern Sinken oder Schwanken des Luftdrucks die V und die ϱ gegenüber konstantem Luftdruck stark steigert, Zunahme des Luftdrucks die V und ϱ stark herabdrückt. Im Winter tritt derartiges nicht zutage.

Ebenso wie die ϱ verhalten sich dem Luftdrucke gegenüber auch die Ionenmengen E, sowie die Q und p.

Vor dem Ausbruche von Gewittern ist das Potentialgefälle V sehr unbeständig, während die Gesamtdichte ϱ kürzere oder längere Zeit vor Gewittern hohe Werte hat. An Ionen normaler Geschwindigkeit zeigt sich ein bedeutender positiver Überschuß in den Größen Q und p, veranlaßt durch hohe E_+ und niedere E_-.

Besonders bei starker Sonnentätigkeit und Schwüle in den Vormittagsstunden auftretende große Q und besonders ϱ hatten im Laufe des Tages Gewitter im Gefolge. Sie verraten das Gewitter, bevor sich Kumulusbildung und Luftdruckdepression einstellen.

Räumlich sehr entfernte Gewitter beeinflussen die V und ϱ sehr stark. Sie führen zu enorm hohen Werten von V, die sich bei jedem Blitze ruckweise steigern; die ϱ sind dabei sehr unregelmäßig.

Die Anordnung nach Sichtigkeit der Luft zeigt im Sommer und Winter das stets beobachtete Ansteigen der V mit Zunahme der Trübung, aber auch die Gesamtdichte ϱ scheint im Sommer gleichzeitig zuzunehmen. Die E nehmen mit Zunahme der Trübung ab und zwar durch alle Stufen der angewandten Skala. Die bei Föhnklarheit erhaltenen Werte E, Q, p des Winters überragen die sonstigen durch besondere Größe. Der Zusammenhalt dieser, besonders der Föhnwerte EQ mit jenen der V und ϱ, zeigt Zunahme der Ionen normaler Geschwindigkeit bei gleichzeitiger Abnahme der Gesamt-Ionenmenge: die Zufuhr klarer Luft von oben mit großen E ist also mit Verdrängung trüber Luft verbunden und bringt den untersten Schichten Verminderung der Gesamt-Ionenmengen $\mathcal{E}$.

Eine größere Reihe von Geschwindigkeitsmessungen mit Ebertschen Ionenzählern und Macheschem Vorsteckkondensator brachte die Werte:

$$\overset{+}{u} = 0{,}938 \qquad \overset{-}{u} = 1{,}057 \, \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{V}{\text{cm}}$$

und damit den Geschwindigkeitsquotienten $r = 1{,}131$. Im einzelnen, zu kleineren Gruppen zusammengefaßt, ergaben sich im Sommer Werte von $r = 1{,}18$ zirka, denen, gleichzeitig gemessen, weit größere Werte von $p = \frac{E_+}{E_-}$ gegenüberstehen; im Winter näherten sich die p dem Werte der r.

Die Leitfähigkeit ergab sich aus einer Reihe gleichzeitiger Messungen der Ionenmenge und -geschwindigkeit vermöge der Formel

$$\lambda = E_+ \overset{+}{u} + E_- \overset{-}{u}$$

zu $\lambda = 2{,}76 \cdot 10^{-4}$ absoluten elektrostatischen Einheiten.

Da sich hierbei stets $\lambda_+ > \lambda_-$ ergab, so ist dies ein weiterer Beweis für das Vorhandensein eines positiven Überschusses normaler Ionen.

Gefällemessungen und Leitfähigkeit ergaben weiter Werte für den normalerweise vertikal abwärts führenden Leitungsstrom

$$i = \lambda \frac{d\varphi}{dh} = 4{,}34 \cdot 10^{-16} \frac{\text{Amp}}{\text{cm}^2}.$$

Aus meinen Werten der sommerlichen Gesamtdichte ϱ folgt aber der vertikal aufwärts führende Konvektionsstrom bei einer Luftströmung von $1 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ zu

$$j = 2{,}25 \cdot 10^{-16} \frac{\text{Amp}}{\text{cm}^2},$$

so daß also eine Luftströmung von $2 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ Vertikalkomponente am Beobachtungsorte schon hinreichend wäre, obigen Leitungsstrom zu kompensieren.

Bad Aibling, Dezember 1908.

(Eingegangen 31. Dezember 1908.)

Über ein durch elektrostatische Kräfte betriebenes Relais.

Von K. Bergwitz.

J. Rosenthal[1]) veröffentlichte vor kurzem eine Mitteilung über einige Versuche mit lichtelektrischen Gaszellen bei großen Stromstärken, mit Hilfe deren er die Selenzelle, deren Trägheit für manche Versuche hinderlich sein kann, zu ersetzen sucht. — Auch ich bin seit einem Jahre bemüht, Photozellen, wie sie Elster und Geitel hergestellt haben, statt der Selenzellen anzuwenden. Da nun zunächst an die Verwendung der Zellen für Lichttelegraphie und -telephonie gedacht war, so schien es mir, mit Rücksicht auf die geringen Stromstärken, die bei den schwachen auf der Empfangsstation ankommenden Lichtintensitäten zur Verfügung stehen, zweckmäßig auf große Stromstärken von vornherein zu verzichten und dafür die Empfindlichkeit der Empfangsvorrichtung zu steigern.

Ich glaube dies mit Hilfe der im folgenden beschriebenen Vorrichtung zu erreichen, die man als ein durch elektrostatische Kräfte betriebenes Relais bezeichnen kann. Hierbei wird der Vorzug ausgenutzt, den die Elster und Geitelschen Photozellen vor den Selenzellen voraushaben, nämlich das Fehlen jeder Trägheit, das übrigens Elster und Geitel[2]) selbst schon bei ihrem ersten Vorschlage, solche Zellen zu photometrischen Zwecken zu benutzen, hervorgehoben haben und später von mir[3]) unter den verschiedensten Bedingungen bestätigt ist.

Der Apparat ist in Fig. 1 schematisch dar-

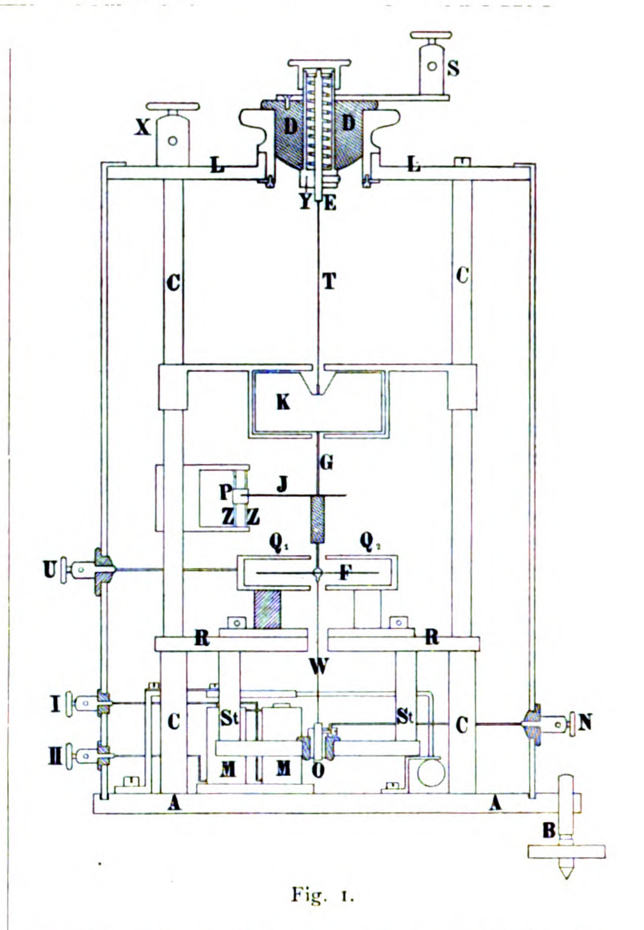
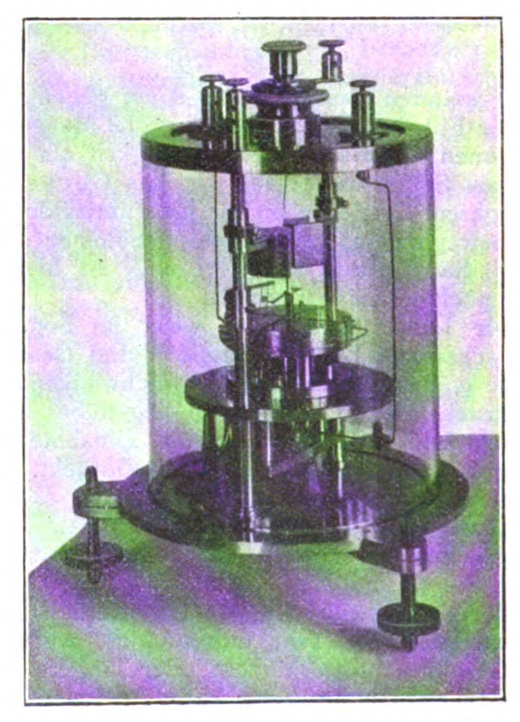


Fig. 1.

gestellt; Fig. 2 gibt seine photographische Ansicht. Er ist im wesentlichen ein Quadrant-


Fig. 2.

1) Diese Zeitschr. **9**, 803, 1908. J. Rosenthal, Über einige Versuche mit lichtelektrischen Gaszellen bei großen Stromstärken.

2) Wied. Ann. **48**, 1893. J. Elster und H. Geitel, Über die Vergleichung von Lichtstärken auf photoelektrischem Wege.

3) Diese Zeitschr. **8**, 373, 1907. K. Bergwitz, Versuche über lichtelektrische Ermüdung an Alkalimetallen.

elektrometer. Die auf den Füßen BB ruhende Grundplatte AA trägt zwei Messingstangen CC, die ebenfalls in einer Metallscheibe LL endigen, auf der sich der Torsionskopf D befindet. In diesem ist ein mit einem Gewinde versehener dickerer Draht eingeschraubt, der seinerseits an einem Kupferbunde die Aluminiumstange G trägt, die in H oberhalb des zwischen den Quadranten Q_1 und Q_2 schwebenden Flügels F durch ein Bernsteinstück unterbrochen ist. Mit Hilfe des Wollastondrahtes W ist dann der Flügel mit dem gegen die Erde isoliertem Bernsteinstück O verbunden. Zwei Quadranten stehen leitend mit der Erde in Verbindung, die beiden anderen sind auf Bernstein isoliert und können durch einen isolierten Draht über die Schraube U aufgeladen werden. Sie ruhen auf der Metallscheibe RR, die nach unten die beiden Säulen St und St_1 trägt. An der Aluminiumstange G befindet sich in J ein kleines Aluminiumärmchen, an dessen Ende ein Platinspitzchen sitzt, und K einem Glimmerflügel, der sich knapp zwischen zwei geschlossenen Messinghülsen drehen kann und so „das Zappeln" des Gehänges verhindert. — Der Platinspitze gegenüber befindet sich an einem Metallrahmen, der an der Stange C drehbar befestigt ist, ein Platinplättchen P, das federnd auf zwei Kupferlitzen Z ruht und so mit C in leitender Verbindung steht. — Es ist klar, daß, wenn man in N an den Flügel eine Spannung legt und das isolierte Quadrantenpaar richtig aufladet, der Flügel sich drehen muß und so die Platinspitze gegen das Plättchen P treibt.

Die Punkte J und P sind nun die Kontaktpunkte eines Stromkreises, in dem sich ein Trockenelement und ein zweiarmiges magnetisches Relais befinden. Die Stromzuführung geschieht durch die Klemmen S durch den Draht T nach J, von hier über C nach der Klemme X. — Um die Kupferlitze und den Wollastondraht genügend spannen zu können, ohne Gefahr zu laufen, ihn dabei abzureißen, liegt im Torsionskopf eine Feder Y. Damit ferner Platinspitze und -platte nicht aneinander kleben können — was übrigens sehr selten geschieht —, ist im Relais noch ein Elektromagnet M eingebaut, der durch Anziehen eines

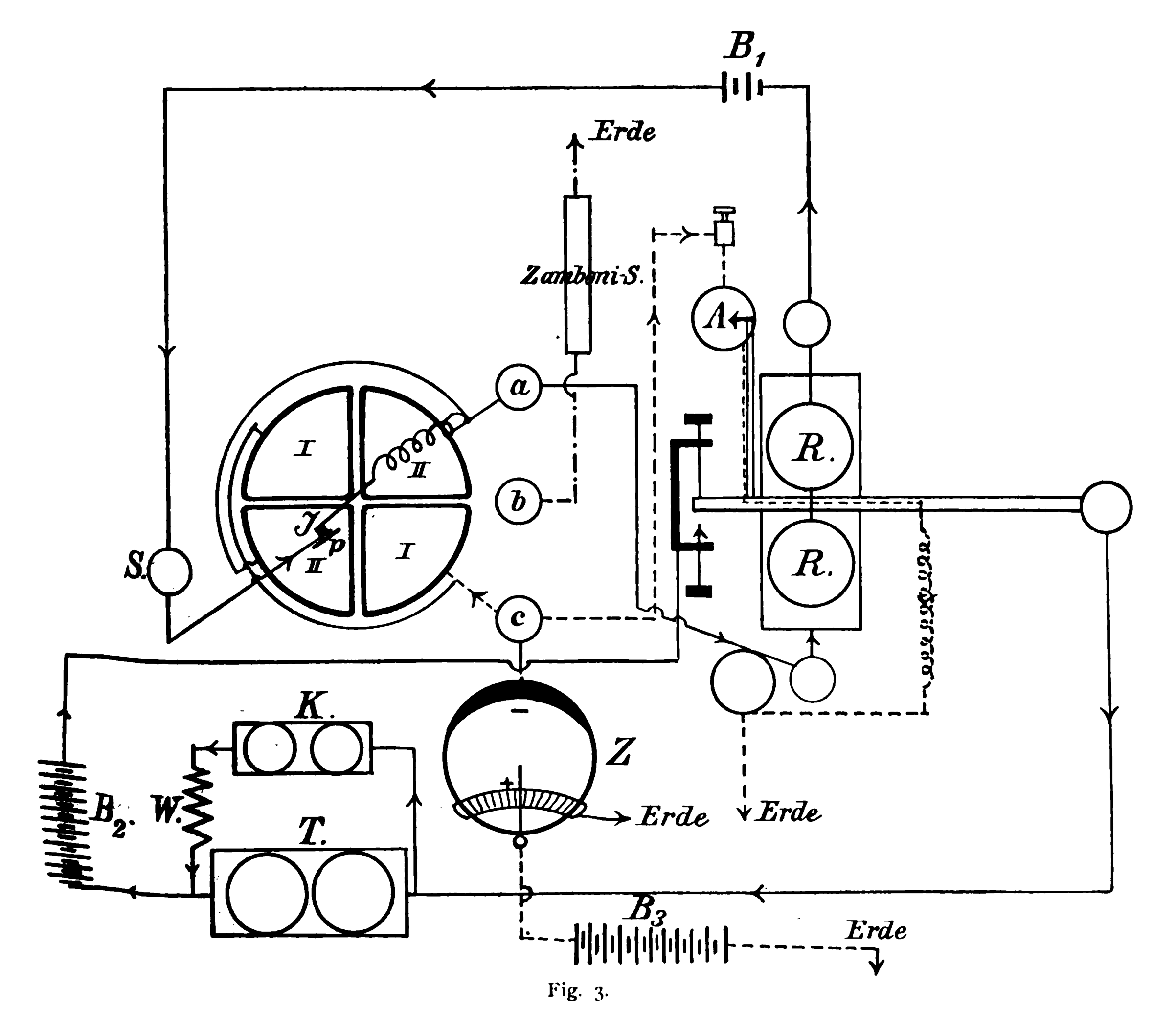


Fig. 3.

Eisenhebels in bekannter Weise die Grundplatte erschüttert. Die Stromzuführung zum Magneten geschieht durch die Klemmen I und II. — Das ganze Relais ist gegen Luftzug und Feuchtigkeit durch einen gegen die obere und untere Scheibe abgedichteten Glaszylinder geschützt. Die verschiedenen Klemmen sind nur schematisch eingezeichnet; sie liegen alle so, daß man den Zylinder ohne Mühe abheben kann. — Statt der Luftdämpfung wurde bisweilen eine magnetische Bremse benutzt, in dem sich ein Aluminiumscheibchen, das an der Stange *G* befestigt war, zwischen den Polen eines Bremsmagneten bewegte.

Ein Schaltungsschema zeigt die Fig. 3. In dieser bedeutet *Q* das Elektrometer. *a*, *b* und *c* stellen die Klemmen dar, die mit dem Kontakt, dem Flügel und der Alkalimetallkathode der Zelle verbunden sind, *R* ist das magnetische Relais, *Z* die Photozelle, *K* der Klopfer, *T* ein Telegraphenapparat (oder eine Glocke, Glühlampe, Telephon usw.), B_1, B_2, B_3 drei Batterien für die einzelnen Stromkreise. *S* ist eine Trockenhochspannungssäule von 2000 bis 3000 Volt. Der Strom im elektrostatischen Relais ist stark ausgezogen, der Strom für Klopfer und Telegraphen schwach gezeichnet, der Verbindungsdraht der Zelle mit dem Quadranten und dem magnetischen Relais punktiert. Die strichpunktierte Linie ist der Ladungsdraht des Flügels. — Fig. 4 gibt Aufschluß über den

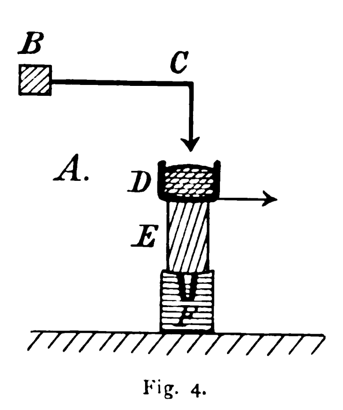


Fig. 4.

Quecksilberkontakt in *A*. *B* ist der Arm des magnetischen Relais, *C* ein an ihm befestigter Aluminiumdraht, *D* ein metallisches Quecksilbernäpfchen, an dem der Draht zum Quadranten und der Zelle angelötet ist. Derselbe ruht auf einen Bernsteinzylinder *E*, der sich in *F* leicht verstellen läßt. — Die Zelle *Z* ist mit dem positiven Pol einer Akkumulatorenbatterie von 200—400 Volt verbunden. Um ein Überkriechen der Spannung über die Glaszelle zu verhindern, ist die Anode mit einem geerdeten Schutzringe aus Stanniol umgeben.

Der Vorgang bei dem Zusammenarbeiten der verschiedenen Stromkreise ist nun folgender: Fällt ein schwacher Lichtschein auf die Alkalifläche der Zelle, so wird in ihr ein Strom ausgelöst. Dieser ladet das isolierte Quadrantenpaar auf. Dadurch bewegt sich der Flügel und die ihn tragende Stange. Das Ärmchen *J* schlägt gegen das Plättchen *P*. Infolgedessen wird das magnetische Relais ausgelöst; es schlägt gegen den unteren Kontakt und setzt Klopfer und Telegraphen in Bewegung. Zu gleicher Zeit aber ist der Erdkontakt in *A* erfolgt und das Quadrantenpaar ist wieder zur Erde abgeleitet. — Dieser Vorgang wiederholt sich, so oft Licht auf die Zelle fällt. Steht sie unter andauernder Belichtung, so klappert das Relais fortwährend und der Morseapparat zeichnet eine Reihe von Punkten auf.

Die Empfindlichkeit des Relais hängt, wie leicht ersichtlich, von drei Umständen ab, der — im wesentlichen durch das Potential der Lemniskate bedingten — Empfindlichkeit des elektrostatischen Systems, der an die Zelle angelegten Spannung und der Stellung des Stifts *J* zur Platte *P*. Die Zellenspannung ist durch die sogenannte „kritische Spannung", bei der leicht leuchtende Entladung eintritt, bedingt, während für die zuletzt genannte Stellung die günstigste gegenseitige Lage durch den Versuch gefunden und dann dauernd fixiert werden kann. — Je geringer die auslösende Lichtenergie, um so längere Zeit wird unter sonst gleichen Umständen die Aufladung der Quadranten erfordern und um so mehr wird der vom Relais gegebene Kontakt hinter dem Lichtreize zurückbleiben. Bei sehr schwachem Licht müssen daher die Zeichen unsicher und unregelmäßig ausfallen, sobald nämlich die den isolierten Quadranten in der Zeiteinheit zugeführte Elektrizitätsmenge vergleichbar mit derjenigen wird, die ihnen durch mangelhafte Isolation und die natürliche Ionisierung der Luft in derselben Zeit entzogen wird.

Um eine Vorstellung von der erreichbaren Empfindlichkeit zu geben, sei bemerkt, daß das Relais auf direktes und reflektiertes Mondlicht anspricht, ebenso auf eine Stearinkerze in 5 m Entfernung und zwar ohne irgendwelche anderen Hilfsmittel wie Linsen, Spiegel usw. Auf weitere Entfernungen (etwa 200 m) wurde eine kleine Bogenlampe mit Kugelreflektor benutzt, die mit 5 Amp. brannte. Die Signale, die man durch Abblenden und Freigeben der Lichtquelle erhielt, wurden vom Morseapparat in Punkten wiedergegeben.

Dieses soeben beschriebene Relais habe ich nicht allein zu Versuchen mit einer lichtelektrischen Zelle gebraucht, sondern auch noch zu anderen Zwecken. Es ist selbstverständlich, daß es auch auf alle anderen Fälle anwendbar ist, bei denen ein Gas aus irgendeinem Grunde

ein gewisses Leitvermögen annimmt. Die photoelektrische Zelle wird dann am einfachsten durch einen Metallzylinder ersetzt, dessen Achse aus einem gegen den Mantel isolierten Drahte gebildet ist. Letzterer wird mit dem Relais verbunden, während an den Mantel des Zylinders eine Spannung angelegt ist. Leitet man nun ein ionisiertes Gas (z. B. aus dem Erdboden entnommene Luft oder solche, die künstlich mit einer aktiven Emanation beladen ist) in den Zylinder ein, so spricht das Relais an. — Auch rein elektrostatische Kräfte, die auf einen mit dem Relais verbundenen isolierten Leiter einwirken, können so zum Zeichengeben verwandt werden. — Der Apparat ist von der Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig ausgeführt. Ich bin der Firma für das liebenswürdige Entgegenkommen zu großem Danke verpflichtet.

Braunschweig, 30. Dez. 1908.

(Eingegangen 5. Januar 1909.)

Normallinien aus dem Bogenspektrum des Eisens im definitiven Rowlandschen System.

Von J. Hartmann.

Die im folgenden mitgeteilten Wellenlängen wurden aus den Endwerten der Interferometermessungen von Buisson und Fabry[1]) durch Multiplikation mit dem Faktor

$$F_C = 1{,}0000373$$

berechnet. Ich habe die von Buisson und Fabry veröffentlichten Wellenlängen mit allen bisher bekannt gewordenen Interferometermessungen, nämlich den Beobachtungsreihen von Fabry und Perot[2]), von Eversheim[3]) und von Pfund[4]), nach deren Reduktion auf ein einheitliches System genau verglichen und überall ihre große Zuverlässigkeit bestätigt gefunden. Es dürfte daher angebracht sein, von nun an diese sehr sicheren Normalen bei allen Wellenlängenbestimmungen zugrunde zu legen. In den Fällen, wo neben den Messungen von Buisson und Fabry auch noch solche der anderen Beobachter für eine Linie vorlagen, habe ich nicht das Mittel aus allen Bestimmungen genommen, da hierdurch nur die Einheitlichkeit des Systems zerstört worden wäre; die folgende Tabelle I beruht vielmehr allein auf den Zahlen von Buisson und Fabry.

Auf der im Jahre 1907 in Meudon abgehaltenen dritten Konferenz der Internationalen Vereinigung für Sonnenforschung wurde beschlossen, als Wellenlänge der roten Kadmiumlinie den von Benoit, Fabry und Perot gefundenen[1]) Wert

$$\lambda = 6438{,}4696 \cdot 10^{-10}\ m$$

anzunehmen. An diesen Wert sind auch die oben erwähnten Eisenwellenlängen von Buisson und Fabry angeschlossen. Das durch diesen Konferenzwert der Kadmiumlinie definierte Wellenlängensystem hat den einen Vorzug, daß es — soviel wir bis jetzt sagen können — mit dem absoluten Metermaß möglichst nahe übereinstimmt, dagegen den Nachteil, daß die in diesem System ausgedrückten Wellenlängen ganz erheblich (0,1 bis 0,3 A.-E.) von allen bisherigen Wellenlängenangaben abweichen. Wollte man das Konferenzsystem in die praktischen Wellenlängenmessungen einführen, so würde man dauernd zu mühseligen Umrechnungen gezwungen sein. Die Einführung des neuen Systems an Stelle des bis jetzt allgemein benutzten Rowlandschen würde nicht nur eine gänzlich nutzlose Arbeitsvergeudung, sondern auch eine dauernde Quelle von Fehlern und Mißverständnissen sein. Ich will hier noch die gleichlautende Ansicht Kaysers erwähnen, der im ersten Bande seines Handbuchs der Spektroskopie (S. XXIII) schrieb: „Selbst wenn die Grundlage des Rowlandschen Systems nicht richtig ist, — und wir wissen ja inzwischen durch die Messungen von Michelson, daß sie in der Tat unrichtig ist, — wird man das System beibehalten, da es auf absolute Werte nie ankommt, sondern nur auf relative, gerade so wie wir das Mètre des Archives als Längeneinheit beibehalten, obgleich wir wissen, daß es seiner theoretischen Definition nicht entspricht."

Glücklicherweise sind bis jetzt außer den wenigen Messungen von Buisson und Fabry noch keine anderen Wellenlängen an das Konferenzsystem angeschlossen worden. Die übrigen oben erwähnten Interferometermessungen von Fabry und Perot, Eversheim und Pfund sind auf den Michelsonschen Wert

$$\lambda = 6438{,}4722$$

für die rote Kadmiumlinie bezogen. Da diese Systeme nun einmal eingeführt sind, so schlage ich vor, zur Vermeidung von Mißverständnissen von nun an immer durch einen beigefügten Buchstaben klar zu bezeichnen, auf welches System sich eine Wellenlängenangabe bezieht. Es bezeichnet

M das Michelsonsche System,
C das Konferenzsystem,
R das gleich noch näher zu besprechende definitive Rowlandsche System,
K das System der Kayserschen Normalen

1) C. R. **144**, 1155; Journ. de Phys. (4) **7**, 169; Astrophys. Journ. **28**, 169, 1908.
2) Ann. de Chim. (7) **25**, 138, 1902; Astrophys. Journ. **15**, 270, 1902.
3) Ztschr. f. wiss. Photogr. **5**, 152, 1907; Astrophys. Journ. **26**, 172, 1907.
4) Astrophys. Journ. **28**, 197, 1908.

1) C. R. **144**, 1082, 1907.

aus dem Bogenspektrum des Eisens[1]) und

PT das von **Rowland** in der Preliminary Table of Solar Spectrum Wave-Lenghts[2]) angewandte System.

Die rote Kadmiumlinie hat also die Wellenlänge

$$\lambda = 6438{,}4722\,M$$

oder

$$\lambda = 6438{,}4696\,C$$

oder, wie wir gleich sehen werden,

$$\lambda = 6438{,}7098\,R.$$

Die Systeme M und C unterscheiden sich also von dem Rowlandschen so stark, daß man fast glauben könnte, hier eine andere Linie vor sich zu haben; selbst das Identifizieren von Linien, die in den neuen Systemen gemessen sind, mit den bisherigen, auf Rowland beruhenden Angaben würde schon auf fortwährende Schwierigkeiten stoßen. Ich kann daher nur nochmals, wie ich es schon früher getan habe, dringend von der Einführung der Systeme M und C in die Praxis abraten.

Um die Vorteile der durch die neuen Interferometermessungen gewonnenen, streng relativen Wellenlängen für alle praktischen Wellenlängenbestimmungen nutzbar zu machen und gleichzeitig auch, wo es nötig sein sollte, den Übergang zwischen den jetzt nun einmal vorliegenden Systemen M, C, K und PT zu erleichtern, führe ich das definitive Rowlandsche System R ein, welches folgende Eigenschaften hat: Es ist streng relativ, d. h. alle im System R ausgedrückten Wellenlängen unterscheiden sich von den im genauen metrischen System ausgedrückten Werten (λ_{abs}) nur um einen konstanten Faktor F_0; dieselbe Beziehung besteht auch zu jedem anderen genau relativen System, z. B. zu den Systemen M und C. Man hat also

$$\lambda_R = \lambda_M F_M$$
$$\lambda_R = \lambda_C F_C$$
$$\lambda_R = \lambda_{abs} F_0 .$$

Den Faktor F_C habe ich nun so bestimmt, daß das System R mit dem mittleren PT-System Rowlands zusammenfällt, so daß sich alle im R-System gemessenen, also an die unten von mir mitgeteilten Normalen angeschlossenen Wellenlängen von den bisherigen Bestimmungen, nur um sehr kleine Beträge (etwa 0,01 bis 0,02 A.-E.), die häufig von der Größe der Beobachtungsfehler sind, unterscheiden werden. Eine Umrechnung zwischen den Systemen R, PT und K wird daher in sehr vielen Fällen überhaupt unterbleiben können; die Identifizierung der Linien ist stets ohne weiteres möglich.

1) Ann. d. Phys. (4) **3**, 195, 1900.
2) Astrophys. Journ. **1**—**5**, 1895—97.

Die Ermittelung des Übertragungsfaktors F_C kann nun nicht etwa dadurch erfolgen, daß man die von Rowland an den Absorptionslinien des Sonnenspektrums gemessenen Wellenlängen der Eisenlinien durch die entsprechenden Werte λ_C von Buisson und Fabry dividiert und dann aus allen diesen Quotienten das Mittel nimmt. Denn die Absorptionslinien des Sonnenspektrums haben, namentlich wegen des höheren Drucks in der Sonnenatmosphäre, tatsächlich etwas andere Wellenlängen als die Emissionslinien des irdischen, unter 1 Atm. Druck brennenden Eisenbogens. Ebenso kann man F_C auch nicht dadurch berechnen, daß man die Kayserschen Wellenlängen, die ja nahe dem Rowlandschen System entsprechen, durch die λ_C dividiert. Denn die λ_K sind, wie ich früher gezeigt habe[1]), infolge unrichtiger Korrektionen, die Rowland an seinen, den Kayserschen Normalen zugrunde liegenden, Standard Wave-Lenghts aus dem Bogenspektrum angebracht hat, um 0,01 bis 0,02 A.-E. gegenüber dem PT-System zu groß. Dieser letztgenannte Fehler hat sich in sehr störender Weise namentlich bei den spektroskopischen Geschwindigkeitsbestimmungen von Sternen mit linienreichen Spektren bemerklich gemacht. Man war hierbei gezwungen, die Wellenlängen im Sternspektrum aus den PT, diejenigen für das irdische Vergleichsspektrum aus den K zu entnehmen und erhielt wegen des erwähnten Unterschieds bisher die Geschwindigkeiten aller dieser Sterne um etwa 1 km zu groß. Auch dieser Fehler wird verschwinden, wenn man statt der K die von mir gegebenen Wellenlängen R für das Eisenspektrum benutzt. Über die kleinen dann noch an den PT anzubringenden Korrektionen werde ich an anderer Stelle berichten.

Ich habe den Wert F_C dadurch ermittelt, daß ich zunächst die streng auf das PT-System bezogenen Werte der Wellenlängen des Eisenbogenspektrums bestimmt habe. Zu diesem Zweck habe ich mit einem Gitterspektrographen das Bogenspektrum direkt neben bzw. zwischen dem Sonnenspektrum aufgenommen und so die Lage der Eisenlinien im PT-System gemessen. Die auf diese Art gefundenen strengen PT-Werte der Eisenlinien wurden dann durch die λ_C von Buisson und Fabry geteilt und aus allen diesen Quotienten das Mittel genommen. Es ergab sich so der Wert

$$F_C = 1{,}0000373 .$$

Kontrolliert und bestätigt wurde dieser dann noch durch zwei andere Beobachtungsreihen, von denen ich die eine mit dem großen Pris-

1) Ztschr. f. wiss. Photogr. **1**, 233, 1903; Astrophys. Journ. **18**, 185, 1903.

Tabelle I.

Normallinien aus dem Bogenspektrum des Eisens, bezogen auf das definitive Rowlandsche System *R*.

R	*K*	*V*	*R*	*K*	*V*	*R*	*R*
2373,826	,813	+ 0,013	3513,951	,974	— 0,023	4592,829	5455,819
2413,400	,393	+ 0,007	3557,012			4603,116	5497,726
Si 2435,250			3606,816	,836	— 0,020	4647,610	5506,988
Si 2506,998			3640,527	,541	— 0,014	4679,030	5535,624
Si 2528,610			3677,765			4707,463	5569,840
2562,637	,619	+ 0,018	3724,518	,527	— 0,009	4736,962	5586,978
2588,113	,102	+ 0,011	3753,755			*Mn* 4754,223	5615,867
2628,394	,383	+ 0,011	3805,488			4789,836	5659,046
2679,165	,148	+ 0,017	3843,404			*Mn* 4823,701	5709,609
2714,520	,503	+ 0,017	3865,670	,670	0	4859,937	*Ni* 5761,058
2739,652	,639	+ 0,013	3906,627	,624	+ 0,003	4878,408	5763,228
2778,329	,327	+ 0,002	3935,965	,966	— 0,001	4903,507	*Ni* 5805,428
2813,395	,391	+ 0,004	3977,893	,892	+ 0,001	4919,189	*Ni* 5857,978
2851,906	,910	— 0,004	4022,022	,029	— 0,007	4966,289	*Ni* 5893,102
2874,283	,284	— 0,001	4076,793	,801	— 0,008	5002,067	5934,904
2912,266	,273	— 0,007	4118,706	,709	— 0,003	5012,259	5952,961
2941,457	,462	— 0,005	4134,839			5050,015	6003,263
2987,404	,410	— 0,006	4147,832			5083,533	6027,284
3030,265			4191,597	,611	— 0,014	5110,606	6065,719
3075,840	,830	+ 0,010	4233,773	,771	+ 0,002	5127,555	6137,929
3125,778	,770	+ 0,008	4282,567	,567	0	5167,685	6191,800
3175,565	,556	+ 0,009	4315,250	,255	— 0,005	5192,556	6230,964
3225,910	,905	+ 0,005	4352,903	,910	— 0,007	5233,153	6265,381
3271,125	,129	— 0,004	4376,098	,104	— 0,006	5266,764	6318,265
3323,863			4427,479	,490	— 0,011	5302,514	6335,579
3370,915			4466,721	,737	— 0,016	5324,395	6393,850
3399,464	,468	— 0,004	4494,740	,755	— 0,015	5371,698	6431,099
3445,284	,301	— 0,017	4531,324			5405,982	6495,236
3485,474	,490	— 0,016	4548,024			5434,733	

Tabelle II.

Zusammenstellung aller bisher auf das *M*-System bezogenen Wellenlängen anderer Elemente, auf das *R*-System übertragen.

Element	*R*	Beob-achter	Element	*R*	Beob-achter	Element	*R*	Beob-achter
Ag	5209,273	P	*Cu*	5782,373	P	*Li*	6708,093	P
	5465,691	P				*Na*	5890,183	P
			He	4471,647	LR		5896,150	P
Cd	4662,525	H		4713,318	LR			
	4800,088	M		4922,112	LR	*Zn*	4629,981	H
	5086,012	M		5015,865	LR		4680,311	P
	5154,851	H		5875,842	LR		310	H
	6325,404	H		6678,396	LR		4722,338	P
	6438,7098	F		7065,461	LR		4810,712	P
							710	H
Cu	5105,731	P	*Hg*	4358,504	P		5182,175	H
	5153,441	P		5460,944	P		6362,579	P
	5218,395	P		5769,811	P		581	H
	5782,304	P		5790,873	P		584	LR

Tabelle III.

Verbesserungen *V* des Kayserschen Systems in Einheiten von 0,001 A.-E.

λ	*V*	λ	*V*	λ	*V*	λ	*V*	λ	*V*
2350	+ 10	2800	+ 3	3250	+ 3	3700	— 11	4150	— 3
2400	+ 10	2850	— 2	3300	— 1	3750	— 7	4200	— 2
2450	+ 11	2900	— 5	3350	— 6	3800	— 4	4250	— 3
2500	+ 12	2950	— 6	3400	— 10	3850	— 1	4300	— 4
2550	+ 13	3000	— 3	3450	— 15	3900	+ 1	4350	— 6
2600	+ 14	3050	+ 4	3500	— 18	3950	0	4400	— 9
2650	+ 15	3100	+ 8	3550	— 20	4000	— 2	4450	— 12
2700	+ 14	3150	+ 8	3600	— 19	4050	— 4	4500	— 16
2750	+ 9	3200	+ 6	3650	— 15	4100	— 4		

menspektrographen III des Observatoriums ausführte, während die zweite von Jewell[1]) herrührt. Ich werde an anderer Stelle das Beobachtungsmaterial ausführlicher veröffentlichen und beschränke mich hier auf die Mitteilung der Normallinien im System *R* (Tabelle I).

An einigen Stellen, wo es im Eisenspektrum an Linien fehlt, haben Buisson und Fabry einzelne Linien aus dem Bogenspektrum von *Si*, *Mn* und *Ni* gemessen.

Ich habe auch alle anderen Wellenlängen, die bisher mit dem Interferometer gemessen und an das System *M* angeschlossen worden sind, auf das Rowlandsche System übertragen, wodurch sie erst mit den sonstigen früheren Messungen vergleichbar wurden.

Diese Wellenlängen sind in Tabelle II zusammengestellt; es bezeichnet *F* die oben benutzten Messungen von Buisson und Fabry, *P* die von Perot und Fabry (C. R. **130**, 494, 1900), *H* die von Hamy (C. R. **130**, 489, 1900), *M* die von Michelson (Détermination de la valeur du mètre, 1894) und *LR* die von Lord Rayleigh (Phil. Mag. (6) **15**, 548, 1908).

In Tabelle I habe ich unter *K* auch die Werte der betreffenden Wellenlängen nach Kayser und unter *V* die an den Kayserschen Zahlen zur Reduktion auf *R* anzubringenden Korrektionen angegeben. Wie man sieht, erreichen dieselben nur an einer einzigen Stelle den Betrag von 0,02 A.-E. und sie können daher in vielen Fällen ganz vernachlässigt werden. Die ausgeglichenen Werte dieser Verbesserungen *V*, die an allen scharf an die Kayserschen Normalen angeschlossenen Wellenlängen anzubringen sind, können aus der Tabelle III entnommen werden.

1) Astrophys. Journ. **3**, 89, 1896.

Potsdam, Astrophys. Observatorium, Dezember 1908.

(Eingegangen 31. Dezember 1908.)

Normale und anormale Veränderungen gewisser Banden in den Emissionsspektren der Moleküle verschiedener Körper in gasförmigem Zustande unter dem Einfluß eines Magnetfeldes[1]).

Mit 1 Tafel (II).

Von A. Dufour.

I. Historische Übersicht.

Die verschiedenen Spektren verhalten sich hinsichtlich des Zeemanphänomens bekanntlich folgendermaßen[2]):

1. Emissionsspektren. Die Linienspektren enthalten Linien, welche für die Einwirkung des Magnetfeldes empfindlich sind, und zuweilen auch solche, die unempfindlich gegen das Feld sind. Bei den erstgenannten verwandelt sich die Linie, die bei nicht vorhandenem Felde einfach ist, unter der Einwirkung des Feldes in eine gewisse Anzahl von Komponenten. Diese Komponenten haben im allgemeinen nicht dieselbe Wellenlänge wie die ursprüngliche Linie und sind in gewisser Weise polarisiert, und zwar zirkular, wenn sie solchem Licht angehören, das parallel zur Feldrichtung fortschreitet, und nach zwei aufeinander senkrechten Richtungen geradlinig polarisiert für solches Licht, das senkrecht zu den Kraftlinien ausgestrahlt wird. Wir wollen die im erstgenannten Falle beobachtete Erscheinung als longitudinales Zeemanphänomen bezeichnen. Man hat nun gefunden, daß alle gegen das Feld empfindlichen Emissionslinien, die man bisher untersucht hat, ein normales longitudinales Zeemanphänomen aufweisen, das folgenden Charakter trägt: die Komponente, deren Wellenlänge am kleinsten ist, wird von zirkular polarisiertem Licht gebildet, dessen Schwingungsrichtung die gleiche ist wie die der Ampèreschen Ströme, die dem Magnetfelde entsprechen. Bei diesen Emissionslinien ist bisher noch kein Fall eines anormalen longitudinalen Zeemanphänomens gefunden worden. Ein solches wird folgerichtig charakterisiert durch eine Drehung im entgegengesetzten Sinne wie die Ampèreschen Ströme für die beschleunigte Komponente.

Was die Emissions-Bandenspektren angeht, so hat man bisher bei ihnen noch keine Banden gefunden, deren Komponenten unter dem Einflusse der bisher erzeugten Magnetfelder ein merkliches Zeemanphänomen aufweisen[1]).

2. Absorptionsspektren. Die Absorptionsspektren der gasförmigen Körper enthalten Linien, die sich wie die Emissionslinien verhalten, und Banden, deren Komponenten entweder unempfindlich gegen das Feld sind oder durch das Magnetfeld schwach verändert werden, wie man es am Stickstoffdioxyd in Dampfform beobachtet[2]).

Dagegen enthalten die Absorptionsspektren der Salze der seltenen Erden im kristallisierten oder gelösten Zustande Banden, die, wie J. Becquerel gefunden hat, ein den Kraftlinien folgendes normales oder anormales Zeemanphänomen aufweisen. J. Becquerel hat be-

1) Auszug aus „Le Radium" (Paris, Masson & Cie), dem auch die Abbildungen entnommen sind.

2) Wegen weiterer Einzelheiten verweise ich auf das Buch von Cotton, Sur le phénomène de Zeeman, sowie auf eine Arbeit desselben Verfassers, die demnächst in der Revue générale des Sciences erscheinen wird.

1) H. Becquerel et Deslandres, C. R. **127**, 18, 1898.

2) Righi, C. R. **127**, 216, 1898; **128**, 45, 1899. — Cotton, Le phénomène de Zeeman, S. 99—100; A. Dufour, Le Radium **5**, 86, 1908.

kanntlich einige solcher Banden angegeben, die ein viel stärkeres Zeemanphänomen zeigen, als wir es bei den Emissionslinien zu finden gewohnt sind[1]).

Das war in kurzen Zügen der Stand unserer Kenntnisse über das Verhalten der Lichtquellen oder der absorbierenden Medien im Magnetfelde vor den Untersuchungen, über die hier berichtet werden soll.

Meine Arbeit, deren Methode und Ergebnisse ich heute mitteilen will, hat folgende neue Ergebnisse geliefert, die sämtlich die Emissionsspektren der Gase betreffen:

1. Es gibt Banden, die aus einer Gesamtheit regelmäßig nach den bekannten Gesetzen[2]) verteilter Komponenten bestehen, welche für die Wirkung eines Magnetfeldes empfindlich sind, und zwar zeigt jede Komponente das Zeemanphänomen entweder parallel oder senkrecht zu den Kraftlinien.

2. Einige dieser Banden zeigen das normale longitudinale Zeemanphänomen, andere das anormale.

3. Es gibt Linien, welche das anormale longitudinale Zeemanphänomen zeigen; in Wahrheit muß ich schon jetzt bemerken, daß ich nur eine kleine Zahl solcher gefunden habe, und daß sie, bis jetzt wenigstens, keinen Spektralserien angehören.

Ich habe bereits einen kurzen Überblick über diese verschiedenen Ergebnisse veröffentlicht[3]).

Zur selben Zeit hat Herr Wood[4]) auf das Vorhandensein solcher Linien im kannelierten Absorptionsspektrum des Natriumdampfes hingewiesen, in deren Nachbarschaft das magnetische Drehungsvermögen des Dampfes negativ und auf eine Seite der Linie begrenzt ist, im Gegensatz zum Verhalten etwa der D-Linien des Natriums. Es ist zu bemerken, daß Herr Wood an diesen Linien das anormale longitudinale Zeemanphänomen nicht hat beobachten können.

Schließlich hat Herr J. Becquerel[5]), als er einen Kondensatorfunken über eine Lösung von Yttriumchlorid oder -nitrat übergehen ließ, Banden erhalten, die sich im Magnetfeld geradeso verhalten, wie Emissionsbanden etwa von Fluorkalzium, die ich früher behandelt hatte[6]).

Nach dieser kurzen historischen Übersicht will ich nicht zu den Einzelheiten meiner Versuche übergehen, ohne zuvor den Herren H. Abraham und A. Cotton, die dem Fortgang meiner Arbeit mit lebhaftem Interesse gefolgt sind und mir wertvolle Ratschläge erteilt haben, an dieser Stelle meinen besten Dank auszudrücken.

1) J. Becquerel, C. R. 1906—1907; diese Zeitschr. **8**, 632, 929, 1907; **9**, 94, 1908; Le Radium **3**, 149, 215, 1906; **4**, 49, 107, 1907; **5**, 105, 1908; Proc. Amsterdam **10**, 589, 1908, usw.
2) Deslandres, C. R. **103**, 375, 1886; **104**, 972, 1887.
3) A. Dufour, C. R. **146**, 118, 229, 634, 810, 1908.
4) Wood, Phil. Mag. (6) **16**, 274, 1908.
5) J. Becquerel, C. R. **146**, 683, 1908.
6) A. Dufour, C. R. **146**, 118, 1908.

II. Optische Einzelheiten der Versuchsanordnung. Meßverfahren.

Optische Versuchsanordnung. Die Lichtquelle — eine Flamme oder der kapillare Teil einer Geißlerschen Röhre — ist im Mittelpunkte eines horizontalen Elektromagnets nach Weiß angeordnet. Eine Sammellinse gibt von der Lichtquelle ein reelles Bild auf einer der benutzten Strahlung entsprechenden Halbwellenlängenplatte, deren Achse um 45^0 gegen den in unserem Falle vertikalen Hauptschnitt eines Nicolschen Analysators geneigt ist. Diese Platte ist so geschnitten, daß ihr oberer Rand horizontal ist, und wird nur von der Hälfte des reellen Bildes der Lichtquelle bedeckt; die andere Hälfte dieses Bildes entsteht also in der Luft. Das ganze Lichtstrahlenbündel wird durch eine Linse parallel gemacht; es geht dann durch eine Viertelwellenlängenplatte von gleicher Orientierung wie die Halbwellenlängenplatte, danach durch den Nicholschen Analysator, durch einen Absorptionstrog, der die störenden Strahlungen abfängt, und schließlich durch eine Linse. Diese entwirft ein reelles Bild der Lichtquelle und folglich auch des Randes der Halbwellenlängenplatte auf den vertikalen Spalt eines auf unendlich eingestellten Kollimators. Der Kollimator ist auf ein gutes Rowlandsches Konkavgitter gerichtet, das mir bereits bei meinen früheren Untersuchungen[1]) gute Dienste geleistet hat. Man photographiert das Spektrum dritter oder vierter Ordnung, welches das Gitter in nahezu normalem gebeugtem Lichte liefert.

Die vorstehend beschriebene Versuchsanordnung empfiehlt sich für die Untersuchung des longitudinalen Zeemanphänomens: man erhält auf der photographischen Platte zwei nebeneinanderliegende Streifen, von denen der eine den Strahlen entspricht, die durch die Halbwellenlängenplatte hindurchgegangen sind, der andere jenen, die über sie hinweg durch die Luft gegangen sind. Die links- und rechtsdrehend zirkularpolarisierten Schwingungen, welche die Lichtquelle aussendet, werden durch die Viertelwellenlängenplatte verwandelt, und zwar sofern sie nicht durch die Halbwellenlängenplatte hindurchgegangen sind, in geradlinige Schwingungen, von denen die einen vertikal, die anderen horizontal verlaufen. Die letzteren werden von dem Analysator ausgelöscht, und man erhält auf dem einen Streifen der photographischen Platte das Spektrum der

1) A. Dufour, Ann. de Chimie et de Phys. (8) **9**, 361, 1907; Le Radium **5**, 86, 1908.



von der Lichtquelle ausgehenden in einem bestimmten Sinne zirkular polarisierten Strahlungen.

Betrachten wir jetzt den Teil des Strahlenbündels, der durch die Halbwellenlängenplatte hindurchgegangen ist: die Platte ändert den Drehungssinn der sie durchlaufenden zirkularen Schwingungen, und wir sehen, daß wir auf dem zweiten Streifen der photographischen Platte das Spektrum erhalten, das von den Zirkularschwingungen der Lichtquelle herrührt, deren Drehungssinn umgekehrt ist wie oben. Das Bild, das eine Linie bei erregtem Magnetfelde bietet, ist dann folgendes: Es bleiben nur die rechtsdrehende Komponente auf dem einen und die linksdrehende auf dem anderen Streifen der Platte übrig; ändert man die Feldrichtung, so werden sie vertauscht. Diese Beobachtungsmethode, die übrigens ganz bekannt ist, gestaltet die Untersuchungen sehr bequem. Die Photographien in dieser Mitteilung werden zahlreiche Beispiele dafür liefern.

Will man das Zeemanphänomen an senkrecht zur Feldrichtung ausgesandtem Licht untersuchen, so braucht man in der oben beschriebenen Versuchsanordnung nur den Elektromagnet, um einen rechten Winkel zu drehen und die Viertelwellenlängenplatte fortzulassen. Ersetzen wir in der vorstehenden Überlegung die von der Lichtquelle ausgehenden Zirkularschwingungen durch geradlinige, so wird ohne weiteres klar, daß auf dem einen Streifen der photographischen Platte das Spektrum der zur Feldrichtung senkrechten geradlinigen Schwingungen erscheint, während wir auf dem anderen Streifen das Spektrum der zur Feldrichtung parallelen geradlinigen Schwingungen erhalten. In diesem Falle ist bekanntlich der Richtungssinn des Feldes ohne Einfluß auf das Bild, das wir erhalten. Wir werden in dieser Mitteilung auch Photographien begegnen, die sich auf diesen Fall beziehen.

Schließlich habe ich eine Vorkehrung getroffen, die mir ermöglicht, auf der photographischen Platte außer den beiden eben besprochenen noch zwei weitere außerhalb liegende Streifen zu erhalten, auf denen sich das bei Abwesenheit des Magnetfeldes auftretende Spektrum abbildet. In den hier wiedergegebenen Photographien sind diese letztgenannten Streifen mit 1 und 4 bezeichnet, während 2 und 3 den Spektren entsprechen, die die Lichtquelle im Magnetfelde für die beiden verschiedenen Schwingungsrichtungen liefert[1]).

Herstellung der Aufnahmen. 1. Zum Zwecke der Wellenlängenmessung. — Man photographiert nebeneinander das zu untersuchende Spektrum und das Bogenspektrum des Eisens, und zwar entweder mit gleichzeitiger Exposition oder mit abwechselnder; im letzteren Falle verteilt man die Exposition des Eisenspektrums so, daß ein Teil vor, der andere nach der Aufnahme des zu untersuchenden Spektrums erfolgt.

2. Zum Zwecke des Studiums des Zeemanphänomens. — Man nimmt mit einer und derselben Exposition die Spektren 2 und 3 auf; diese geben das Spektrum der im Magnetfeld angeordneten Lichtquelle, und zwar entspricht jeder Streifen nur einer gegebenen Schwingungsrichtung. Dann schützt man mit Hilfe eines geeigneten Systems von Schirmen 2 und 3 gegen das vom Gitter kommende Licht und gibt 1 und 4 frei, auf denen man dann das Spektrum bei nicht mehr vorhandenem Feld aufnimmt. Man bringt natürlich in den Absorptionstrog die erforderliche Flüssigkeit, beispielsweise für photographische Aufnahmen im roten Spektralgebiet eine wässerige Lösung von Kaliumchromat, oder im blauen Spektralgebiet eine Lösung von Kupfersulfat unter Zuschaltung eines weiteren Troges mit Chininsulfat. Die Expositionszeiten schwankten im allgemeinen zwischen 30 und 45 Minuten für jedes Streifenpaar. Zuweilen nahm ich auch, um dem Elektromagnet Zeit zur Abkühlung zu lassen, eine Exposition am Morgen vor und setzte dieselbe Exposition am Abend fort. Dieses Verfahren wurde nur dadurch ermöglicht, daß die ganze optische Anordnung auf einer großen starken Marmorplatte ruhte, was für derartige Untersuchungen sehr zu empfehlen ist.

Ausmessung der Aufnahmen. Die Ausmessungen an den Originalnegativen wurden auf der Teilmaschine mit einer Lupe von fünf- bis sechsfacher Vergrößerung vorgenommen. Die Lupe war mit zwei parallelen Fäden versehen. Man bringt die betrachtete Linie entweder auf einen dieser Fäden oder mitten in den Zwischenraum zwischen beiden.

Die Berechnung der Wellenlängen wurde folgendermaßen ausgeführt: Mit Hilfe der Tafeln, die das Bogenspektrum des Eisens nach Fabry und Buisson darstellen, kann man leicht und schnell die ungefähre Wellenlänge der Eisenlinien auf der Platte finden; aus der zugehörigen Tabelle[1]) erhält man für eine gewisse Anzahl dieser Linien die Wellenlängen in Luft unter gewöhnlichen Verhältnissen mit großer Annäherung. Man wählt zwei von diesen Linien, die auf der Platte einen gewissen Abstand voneinander haben. Nimmt man nun an, daß die Entfernungsänderungen auf der Platte den Änderungen der Wellenlänge proportional sind, so kann man mit Hilfe dieser beiden zugrunde

1) In den photographischen Aufnahmen des senkrecht zur Feldrichtung beobachteten Zeemanphänomens (Figur 3, 5, 7, 9, 11, 13) entspricht der Streifen 2 den Schwingungen senkrecht zur Feldrichtung.

1) Fabry et Buisson, C. R. 143, 165, 1906.



gelegten Eisenlinien schnell die Wellenlängen aller auf der Platte enthaltenen Linien, mit Einschluß der Eisenlinien, berechnen. Die so gefundenen Zahlen sind etwas ungenau, denn die oben gemachte Annahme ist nicht zutreffend; einmal nämlich gibt das Gitter keine vollkommen normale Dispersion, und zweitens berührt die ebene Platte die Einstellungsfläche nicht in einem Punkte, sondern ist nur eine Sekante zu ihr. Man bemerkt das übrigens daran, daß die Werte für die Wellenlängen der Eisenlinien — mit Ausnahme der beiden der Rechnung zugrunde gelegten — nicht genau mit denen der Tabellen von Fabry und Buisson übereinstimmen. Man zeichnet jetzt mit Hilfe dieser Daten eine Kurve für die zur Herstellung dieser Übereinstimmung anzubringende Korrektion. Kennt man nun die Lage einer Linie im untersuchten Spektrum, so braucht man nur an der eben gefundenen Wellenlänge die kleine aus der Kurve zu entnehmende Korrektion anzubringen, um die Wellenlänge genauer zu erhalten. Dieses Verfahren erscheint etwas langwierig; es ist indessen sehr rasch, wenn man viele Linien auf derselben Platte hat, wie es hier oft der Fall ist.

Genauigkeit der Messungen. Auf den im Gitterspektrum dritter Ordnung gemachten Aufnahmen entspricht eine Ångström-Einheit einem Abstand von einem Drittel Millimeter. Die Teilmaschine gestattet Einstellungen auf $^1/_{800}$ mm, da aber die Komponenten der Banden im allgemeinen nach einer bestimmten Seite schwächer werden, kann man ihre Lage nur bei einer feinen Linie von symmetrischem Aussehen so genau festlegen. Tatsächlich kann man für nicht mehr als $^1/_{50}$ mm bei der Ausmessung ihrer Lage gutsagen. Wenn daher die Ziffer, welche die Zehntel Ångström-Einheiten angibt, noch auf weniger als $^1/_{20}$ Ångström-Einheit genau angesehen werden kann, so ist die nächste Stelle nur noch andeutungsweise in die Zahlentabellen aufgenommen worden.

Was die Abstände in den Dupletts angeht, die im Magnetfelde beobachtet sind, so ist ihre Genauigkeit noch viel geringer. Zu dem möglichen Fehler im Werte des Magnetfeldes bei jedem einzelnen Versuch kommt noch der Fehler, der von zwei Einstellungen herrührt, bei denen auch noch die Konstitution der untersuchten Strahlung störend wirkt. Wenn die an einer und derselben Platte erhaltenen Ergebnisse als relative Messungen recht befriedigend sind, so stellen die angegebenen Zahlen für die absoluten Werte der Abstände der Dupletts nur noch grobe Näherungswerte dar. Der Fehler kann sich leicht auf $^1/_{20}$ und selbst auf $^1/_{10}$ belaufen. Ich verfolge bei der vorliegenden Arbeit übrigens nicht den Zweck, die Wirkung des Magnetfeldes auf die Komponenten genau zu messen, sondern ich will nur diese Wirkung sicher nachweisen und zu diesem Zwecke vor allen Dingen ihre Größenordnung angeben. Die genauen Messungen verschiebe ich auf eine spätere Arbeit.

III. Versuche an Fluor- und Chlorverbindungen der Erdalkalien.

Die Bandenspektren der Fluorverbindungen der Erdalkalien sind bereits von Fabry sehr sorgfältig untersucht worden[1]). Fabry erhielt die Spektren durch Verdampfung der Salze im elektrischen Lichtbogen (Flammenbogenkohlen). Er hat die Schwingungszahl N für die Komponenten der Banden und die Formeln vom Typus der Deslandresschen

$$N = A + (Bm + C)^2$$

für ihre Beziehung zueinander gegeben, wo nur B positiv oder negativ sein kann. Diese Banden sind übrigens umkehrbar, wie Walter[2]) und vor ihm Humphreys[3]) gezeigt haben. Neue Messungen über solche im Bogen erzeugten Spektren hat Rösch[4]) veröffentlicht.

Diese Untersuchungen sind wieder aufgenommen und auf die verschiedenen Halogenverbindungen der Erdalkalien ausgedehnt worden, und zwar von Morgan Ohmsted[5]), der die Verdampfung dieser Salze in der Flamme eines mit Leuchtgas und Sauerstoff gespeisten Brenners vornimmt. Ohmsteds Zerstreuungsapparat besteht aus einem kleinen Konkavgitter; er photographiert die erhaltenen Banden und mißt ihre Wellenlängen; er setzt dann die Schwingungszahlen für die Komponenten der Banden in Formeln ein und versucht, Beziehungen zwischen diesen verschiedenen Spektren zu finden, deren Struktur so kompliziert ist.

Lichtquelle. Zur Herstellung der Spektren der Körper, die ich in bezug auf das Zeemanphänomen untersucht habe, benutzte ich ein Verfahren, das dem eben genannten ganz analog ist. Das Salz wird als feines, trockenes Pulver in die Flamme eines Sauerstoff-Acetylenbrenners eingeblasen. Dort verdampft es augenblicklich und sendet dann das ihm eigentümliche Spektrum aus sowie das der Produkte seiner Dissoziation oder seiner Zersetzung infolge der chemischen Reaktion mit den Flammengasen.

Man findet im Handel die Fluoride des Kalziums, des Strontiums und des Baryums in Gestalt durch Ausfällen gewonnener feiner und trockener Pulver, die daher für die Zwecke solcher Untersuchungen geeignet sind. Die Chloride der Erdalkalien erhält man in ge-

1) Fabry, C. R. **138**, 1581, 1904; **140**, 578, 1905. — Journ. de Phys. (4) **4**, 245, 1905. — Astrophys. Journ. **21**, Nr. 4, Mai 1905.
2) Walter, diese Zeitschr. **9**, 233, 1908.
3) Humphreys, Astrophys. Journ. **22**, 220, 1905.
4) Rösch, Inaug.-Diss., Bonn 1906.
5) Ohmsted, Beibl. **31**, 283, 1907.

schmolzenem Zustande rein. Man muß sie dann pulverisieren und durchsieben, ehe man sie in den Einblaseapparat einbringt. Das muß schnell geschehen, besonders beim Kalziumchlorid, das sehr leicht zerfließt.

Fig. 1[1]) stellt den Brenner und den Einblaseapparat dar. Das Gemisch von Acetylen und Sauerstoff wird durch das Rohr *A* zugeführt und verbrennt dann bei *S*. Dabei gibt es eine sehr schwach leuchtende und sehr heiße, blaue, vertikale Flamme. Das Salzpulver wird in das Rohr *C* eingeschüttet, und dieses dann sofort mit dem Stopfen verschlossen. Das Salz gelangt dann in den Behälter *R*, in dem eine Flügelschraube *H* sehr schnell umläuft. Die Schraube *H* wird mittels einer Rolle bewegt, die mit einem Elektromotor in Verbindung steht. Infolge der Drehung der Schraube *H*, die in passendem Sinne verläuft, entsteht fortwährend eine Wolke zerstäubten Salzes, das beständig von unten nach oben geschleudert wird. Ein durch das Rohr *B* eintretender trockener Luftstrom reißt den suspendierten Staub mit fort und führt ihn durch den ringförmigen Zwischenraum zwischen den Röhren *J* und *K* bis in die Flamme. Auf diese Weise erhält man eine genügend hell leuchtende Flamme für die Untersuchung mittels des Gitters[2]).

Die Abmessungen des Apparates sind so klein, daß man das Ganze zwischen die beiden Spulen eines Elektromagnets nach Weiß von gewöhnlicher Form (Kerndurchmesser = 7 cm) einführen kann. Im allgemeinen habe ich mit einem Luftzwischenraum von 8 mm gearbeitet; das gab ein Feld von ungefähr 13700 Einheiten, wenn die Beobachtung in Richtung der Kraftlinien erfolgte, und ein Feld von 17000 Einheiten, wenn die Bohrungen der Polschuhe verschlossen waren und die Beobachtung in Richtung senkrecht zum Felde erfolgte.

Bemerkung. Um die Banden, die das Zeemanphänomen zeigen, mit größerer Sicherheit bestimmen zu können, habe ich die Wellenlängen ihrer Komponenten nochmals gemessen, obschon diese Arbeit im einzelnen bereits vor mir von den oben genannten Forschern ausgeführt worden ist. In den weiter unten folgenden Tabellen bezeichnen also die Zahlen in der zweiten Spalte die Wellenlängen in Luft für die Komponenten der Banden, wie sie sich aus den Messungen an meinen Aufnahmen ergeben. Die Werte für die Intensität in der folgenden Spalte sind beigefügt, um ein Bild davon zu geben, in welchem Sinne die Banden abfallen; die Zahlen sind um so größer, je stärker die Intensität ist.

1) Die Figuren sind auf Tafel II vereinigt.

2) Es ist unerläßlich, die Apparate und den Beobachter gegen die von der Flamme ausgehenden Dämpfe zu schützen. Zu diesem Behufe saugt ein Ventilator diese Produkte unmittelbar über dem Elektromagnet ab und treibt sie aus dem Laboratorium hinaus.

Fluorkalzium. Alle Banden des Fluorkalziums, die so intensiv waren, daß ich sie sehen konnte, schienen gegen die Einwirkung des Magnetfeldes empfindlich zu sein, jedoch in verschiedenem Grade. So erleiden die Banden, die Fabry mit B_1 und B_2 bezeichnet hat, und bei denen die Konstante B in der Formel für die Schwingungszahl positiv ist, eine sehr geringe Veränderung im Felde, während die Banden C, D, D', D'', D''', bei denen nur die Konstante B das Vorzeichen gewechselt hat, eine sehr merkliche Veränderung zeigen. Ich erwähne weiter, daß die sehr wenig intensiven Banden C und D''' das anormale longitudinale Zeemanphänomen aufweisen, und will nur auf die sehr intensiven Banden D, D', D'' eingehen, die ich photographiert habe.

Bezüglich dieser drei Banden hat Henri Becquerel[1]) die Ansicht ausgesprochen, daß sie von einem Spektrum seltener Erden herrührten, und daß sie der Gruppe im Orange des Samariumspektrums ($\lambda = 607\,\mu\mu$ bis $\lambda = 602\,\mu\mu$) entsprächen. Übrigens hat Becquerel später selbst anerkannt[2]), daß er nach Veränderung der Versuchsbedingungen diese Anschauung nicht mehr aufrecht erhalten könne.

Diese Fluorkalziumbanden D, D', D'' bestehen aus Komponenten, die sämtlich auf der roten Seite scharf begrenzt sind und auf der anderen Seite abfallen; in jeder Bande nehmen die Komponenten beim Übergang vom roten zum violetten Ende der Bande an Intensität ab; im ganzen flauen die Banden und ihre Komponenten nach der Seite der kurzen Wellen hin ab.

Ich werde weiter unten eine Tabelle über die Ergebnisse der Untersuchung des Zeemanphänomens am Fluorkalzium folgen lassen. Die Figuren 2 und 3 geben meine Originalaufnahmen in ungefähr 2,5facher Vergrößerung wieder. (In demselben Maßstabe sind übrigens auch die anderen Photographien in dieser Arbeit vergrößert.)

Es ist zu bemerken, daß die unvollständige Zirkularpolarisation der Dupletts der Banden D und D' beim longitudinalen Zeemanphänomen nicht von mangelhafter Einstellung herrührt; man erhält nämlich zugleich mit den Banden D und D' auf derselben Platte die Bande D'', die normal ist, und deren Dupletts eine reine Zirkularpolarisation aufweisen. Diese Tatsachen habe ich mehrfach mit großer Sorgfalt bestätigt, sowohl am Emissionsspektrum des Fluorkalziumdampfes als an seinem Absorptionsspektrum. Eine ähnliche Erscheinung war bereits[3]) an Ab-

1) H. Becquerel, C. R. **146**, 154—156, 257, 1908; Le Radium **5**, 112, 1908.

2) H. Becquerel, C. R. **146**, Nr. 9, 2. März 1908; Sur quelques spectres de phosphorescence, S. 444, 445.

3) J. Becquerel, Proc. Amsterdam **10**, 559, 1908.



Ergebnisse der Untersuchung des Zeemanphänomens an gewissen Banden im Emissionsspektrum des Fluorkalziums.

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Beobachtung parallel zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)	Schema	Beobachtung senkrecht zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)
Bande *D*					
7	6026,65	1	Anormales Phänomen. (Die Zirkularpolarisation ist unvollkommen.) Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,31 Å.-E.		Jede Komponente gibt ein für beide Schwingungsrichtungen gleiches Duplett von etwa 0,31 Å.-E.
6	6027,91	2			
5	6029,48	3			
4	6031,15	4			
3	6032,97	5			
2	6034,91	6			
1	6036,96	7			
Bande *D'*					
5	6043,69	1	Das Ergebnis ist dasselbe wie bei Bande *D*. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,22 Å.-E.		Jede Komponente scheint ein umgekehrtes Quadruplett zu liefern.
4	6045,24	2			
3	6046,90	3			
2	6048,84	4			
1	6050,81	5			
Bande D"					
9	6051,77	1	Normales Phänomen. (Die Zirkularpolarisation ist hier vollkommen.) Der Abstand des Dupletts beträgt etwa +0,30 Å.-E.		Jede Komponente gibt ein deutlich umgekehrtes Quadruplett. Der Abstand der Dupletts beträgt etwa 0,30 Å.-E. und 0,41 Å.-E.
8	6052,86	2			
7	6054,10	3			
6	6055,48	4			
5	6057,01	5			
4	6058,70	6			
3	6060,49	7			
2	6062,40	8			
1	6064,49	9			

sorptionsbanden gewisser Kristalle seltener Erden beobachtet worden.

Das Vorhandensein dieser Polarisationsreste scheint für die Erklärung der anormalen longitudinalen Zeemanphänomene von großer Bedeutung sein zu sollen. Wir werden sehen, daß die übrigen bisher untersuchten anormalen Banden einen gleichen Rest zeigen; ich habe sie indessen nicht mit derselben Sorgfalt untersucht wie die Fluorkalziumbanden, denn die Halb- und Viertelwellenlängenplatten waren in den übrigen Spektralgebieten nicht streng einer Halb- und Viertelwellenlänge gleich. Nichtsdestoweniger scheint diese unvollkommene Zirkularpolarisation eine für die anormalen Banden dieser Körper allgemeine Erscheinung zu sein.

Schließlich ist gerade beim Fluorkalzium noch zu bemerken, daß wir hier ein Beispiel einer Bande haben, die in Richtung senkrecht zu den Kraftlinien ein umgekehrtes Quadruplett liefert. Das ist deshalb interessant, weil man sehr wenige Linien gefunden hat, die dieselbe Erscheinung liefern.

Chlorkalzium. An diesem Körper habe ich nur die drei Banden untersucht, die ich als Δ, Δ' und Δ'' bezeichne, und die den oben besprochenen Banden D, D' und D'' des Fluorkalziums entsprechen, nur mit dem Unterschiede, daß ihre Komponenten dichter zusammen liegen. Sie sind viel weniger ausgeprägt im Spektrum als die früher genannten, und der Grund hierfür ist zweifellos in der geringeren Beständigkeit dieser Verbindung bei hoher Temperatur zu suchen. Daraus erklärt sich auch, weshalb die Figuren 4 und 5, welche diese Spektren darstellen, weniger gut sind als die früheren, obschon ich hier gleichfalls gelbempfindliche Lumière-Platten verwendet habe[1]).

Man sieht, die Banden verhalten sich im Magnetfelde ganz ähnlich wie die der Fluorverbindung. Dieselbe Ähnlichkeit habe ich bei den gleichfalls von mir untersuchten Banden des Bromkalziums gefunden.

Ergebnisse der Untersuchung des Zeemanphänomens an gewissen Banden im Emissionsspektrum des Chlorkalziums.

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Beobachtung parallel zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)	Beobachtung senkrecht zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)
Bande Δ (α in den Figuren)				
7	6180,03	1	Anormales Phänomen. (Unvollkommene Zirkularpolarisation.) Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,34 Å.-E.	Jede Komponente gibt ein für beide Schwingungsrichtungen gleiches Duplett von etwa 0,34 Å.-E.
6	6180,56	2		
5	6181,15	3		
4	6181,82	4		
3	6182,65	5		
2	6183,60	6		
1	6184,56	7		

1) Ich hatte damals noch nicht die weit empfindlicheren, ausgezeichneten Platten von Wratten, die ich bei den späteren im roten Spektralgebiet gemachten Aufnahmen verwendet habe.

			Bande Δ' (a in den Figuren)	
2	6192,20	2	Anormales Phänomen.	Scheint ein umgekehrtes Quadruplett zu geben.
1	6193,04	3		
			Bande Δ''	
5	6207,68	3	Normales Phänomen. (Vollkommene Zirkularpolarisation.) Der Abstand des Dupletts beträgt etwa +0,34 Å.-E.	Jede Komponente scheint ein umgekehrtes Quadruplett zu geben. Der Abstand der Dupletts beträgt etwa 0,34 Å.-E. und 0,36 Å.-E.
4	6208,44	4		
3	6209,32	5		
2	6210,24	6		
1	6211,25	7		

Fluorstrontium. Ich bezeichne die Banden des Fluorstrontiums in derselben Weise wie Fabry. Die Bande B_2 (in der Gegend von $\lambda = 578\,\mu\mu$), die man ziemlich leicht sieht, gibt ein sehr schwaches Zeemanphänomen von der Art des an den Banden B beim Fluorkalzium zu beobachtenden. Die übrigen von mir photographierten Banden D', E, E', E'', E''' geben ein merkliches Phänomen. Über die Bande D', deren Komponenten wenig intensiv sind und sehr eng beieinander liegen, können die Photographien nicht recht Aufschluß geben, denn die Dupletts greifen übereinander. Bei den Banden E, E', E''' sind aber die Ergebnisse außer Zweifel (siehe Figur 6 und 7). E'' hat eine zu geringe Intensität, um sichere Aussagen zu gestatten.

Ergebnisse der Untersuchung des Zeemanphänomens an gewissen Banden im Emissionsspektrum des Fluorstrontiums.

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Beobachtung parallel zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)	Beobachtung senkrecht zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)
			Bande D'	
9	6409,57	1,1	Wahrscheinlich normales Phänomen. ? ?	? ?
8	6410,65	1,3		
7	6411,73	1,5		
6	6412,84	1,7		
5	6414,07	1,9		
4	6415,23	2,1		
3	6416,46	2,3		
2	6417,64	2,5		
1	6418,82	2		
			Bande E	
10	6483,96	5,5	Anormales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,40 Å.-E.	Jede Komponente gibt ein für beide Schwingungsrichtungen gleiches Duplett von etwa +0,40 Å.-E.
9	6486,84	6		
8	6489,71	6,5		
7	6492,75	7		
6	6495,85	7,5		
5	6498,95	8		
4	6502,08	8,5		
3	6505,27	9		
2	6508,52	9,5		
1	6511,84	10		
			Bande E'	
6	6510,79	1,5	Anormales Phänomen wie bei der Bande E. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,40 Å.-E.	Verhält sich wie die Bande E.
5	6514,02	1,6		
4	6517,31	1,7		
3	6520,63	1,8		
2	6524,00	1,9		
1	6527,39	2		
			Bande E'''	
8	6610,18	1,5	Normales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa +0,43 Å.-E.	Jede Komponente gibt wiederum ein für beide Schwingungsrichtungen gleiches Duplett von etwa +0,43 Å.-E.
7	6613,21	2		
6	6616,35	2,5		
5	6619,39	3		
4	6622,59	3,5		
3	6625,86	4		
2	6629,09	4,5		
1	6632,43	5		
			Bande E''	
4	6644,96	0,2	Wahrscheinlich anormales Phänomen. ? ?	? ?
3	6648,39	0,3		
2	6651,85	0,4		
1	6655,40	0,5		

Chlorstrontium. Dieser Körper gibt eins der schönsten Spektren dieser ganzen Reihe. Man findet darin eine große Anzahl von Banden, und die Komponenten aller dieser Banden nehmen nach der violetten Seite zu ab und verlieren nach der violetten Seite zu an Intensität. Das zeigt sich übrigens auch an den Banden in den drei vorstehenden Tabellen. In den gewonnenen Photographien (hier nicht gezeigt) findet man zwei intensive Banden (c und d), von denen die erste bei $\lambda = 6358{,}58$ Å.-E. und die zweite bei $\lambda = 6362{,}39$ Å.-E. beginnt, und deren Komponenten sich von einem bestimmten Moment an vermischen. Sie zeigen alle eine sehr ausgesprochene Empfindlichkeit gegen das Magnetfeld, aber sie geben ein viel komplizierteres Phänomen als die übrigen in dieser Arbeit untersuchten Banden. Ich will hier auf diese Banden nicht eingehen und die Ergebnisse, die ich bei ihrer Untersuchung erhalten habe, einer späteren Veröffentlichung vorbehalten. Ich will mich hier auf die Banden e, f, g, h, i beschränken, die ich in der nachstehenden Tabelle aufführe, und die zum Teil in den Figuren 8 und 9 wiedergegeben sind.

Ergebnisse der Untersuchung des Zeemanphänomens an gewissen Banden im Emissionsspektrum des Chlorstrontiums.

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Beobachtung parallel zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)	Beobachtung senkrecht zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)
			Bande e	
4	6485,16	1,6	Wahrscheinlich normales Phänomen.	Jede Komponente scheint ein symmetrisches Duplett zu geben.
3	6486,96	1,8		
2	6488,83	2		
1	6490,85	2		

Bande f

7	6596,01	1	Anormales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,43 Å.-E.	Jede Komponente gibt ein nahezu symmetrisches Quadruplett, das umgekehrt sein würde, und dessen Dupletts einen Abstand von etwa 0,43 Å.-E. und 0,41 Å.-E. haben.
6	6598,86	2		
5	6601,73	3		
4	6604,57	4		
3	6607,52	5		
2	6610,55	6		
1	6613,59	7		

Bande g

6	6604,95	2	Anormales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,40 Å.-E.	Verhält sich wie die Bande f. Der Abstand des Dupletts würde etwa 0,40 Å.-E. und 0,39 Å.-E. betragen.
5	6607,88	3		
4	6610,76	4		
3	6613,72	5		
2	6616,74	6		
1	6619,81	7		

Bande h

6	6729,10	1,5	Normales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa +0,48 Å.-E.	Jede Komponente gibt ein normales Quadruplett, dessen Dupletts einen Abstand von etwa 0,48 Å.-E. und 0,25 Å.-E. haben.
5	6732,12	2		
4	6735,28	2,5		
3	6738,25	3		
2	6741,41	3,5		
1	6744,61	4		

Bande i

6	6739,92	0,5	Anormales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,48 Å.-E.	Jede Komponente gibt ein Duplett, das für die beiden Schwingungsrichtungen gleich zu sein scheint und einen Abstand von etwa 0,48 Å.-E. hat.
5	6743,07	0,7		
4	6746,22	0,9		
3	6749,19	1,1		
2	6752,44	1,3		
1	6755,51	1,5		

Bei dieser Tabelle ist zu bemerken, daß die Bande h ein sehr deutliches normales Quadruplett liefert, das erste, dem ich hier begegnet bin; dieses Quadruplett erinnert, wenngleich es etwas größer ist, an das Quadruplett, das die Natriumlinie D_1 liefert.

Fluorbaryum. Die von mir untersuchten Banden des Fluorbaryums liegen im blauen Spektralgebiet. Nur eine von ihnen ist intensiv, nämlich die Bande A. Die Photographien waren mühsam aufzunehmen, weil die Flamme nur wenig leuchtet. Die nachstehende Tabelle und die Figuren 10 und 11 veranschaulichen die erhaltenen Ergebnisse. Die Banden und ihre Komponenten fallen hier nach dem roten Ende zu ab.

Die Abstände der gefundenen Dupletts sind kleiner als in den bisher erörterten Fällen. Das kann nicht wundernehmen, denn die Wellenlängen sind kleiner als bei den Salzen des Kalziums und des Strontiums. Es scheint überdies, daß sich zwischen diesem Spektrum und den zuvor behandelten keinerlei Beziehungen aufstellen lassen, da die Struktur der Banden nicht mehr dieselbe ist.

Ergebnisse der Untersuchung des Zeemanphänomens an gewissen Banden im Emissionsspektrum des Fluorbaryums.

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Beobachtung parallel zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)	Beobachtung senkrecht zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)
			Bande A	
2	4950,85	10	Anormales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,24 Å.-E.	Jede Komponente gibt ein nahezu symmetrisches Quadruplett, das vielleicht umgekehrt sein würde.
3	4952,66	9		
4	4954,33	8		
5	4955,97	7		
6	4957,52	6		
7	4959,03	5		
8	4960,47	4		
9	4961,77	3		
10	4962,97	2		
11	4964,22	1		
			Bande B	
15	4992,23	1,5	Anormales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,12 Å.-E.	? ?
16	4995,13	1		
			Bande C	
18	5000,71	6	Normales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa +0,24 Å.-E.	? ?
19	5003,74	5,5		
20	5006,71	5		
21	5009,54	4,5		
22	5012,29	4		
23	5015,08	3,5		

Chlorbaryum. Bei diesem Körper waren, gerade wie bei dem eben besprochenen, die Photographien schwer aufzunehmen. Beobachtet man die Änderungen des Spektrums unter dem Einflusse des Magnetfeldes mit dem Auge durch ein Okular, so erhält man die nachstehenden Ergebnisse, die natürlich zum Teil weniger sicher sind als die auf photographischem Wege gewonnenen: Zunächst findet man, daß die Banden M und P aus Komponenten bestehen, die nach der roten Seite hin abfallen, während die Banden selbst nach der violetten Seite hin schwächer werden. Diese Banden finden sich in Figur 12 und 13. Infolge des Übereinandergreifens dieser beiden Banden kann man nur schwer klar erkennen, wie sich die Bande M unter dem Einfluß des Feldes verhält. Schreitet man dann weiter nach dem roten Ende hin fort, so trifft man auf eine schwache Bande (bei $\lambda = 5166,08$ Å.-E.), die anscheinend das anormale longitudinale Zeemanphänomen aufweist, gerade wie die Banden $\lambda = 5192,16$ Å.-E. und $\lambda = 5241,50$ Å.-E. (Bande Q). Dagegen scheinen die sehr wenig intensive Bande $\lambda =$ 5168,17 Å.-E. und die Bande $\lambda = 5244,30$ Å.-E. (Bande R) das normale Phänomen zu geben. Nebenbei sei bemerkt, daß die Komponenten der Banden Q und R sehr eng gedrängt liegen,

was die Beobachtung des Zeemanphänomens noch mehr erschwert.

Ergebnisse der Untersuchung des Zeemanphänomens an gewissen Banden im Emissionsspektrum des Chlorbaryums.

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Beobachtung parallel zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)	Beobachtung senkrecht zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)	Bemerkungen
			Bande M		
13'	5118,62	1,4	Scheint das	Scheint ein	
12'	5120,07	1,7	anormale	symmetrisches	
11'	5121,46	2	Phänomen zu	Duplett zu	
10'	5122,86	2,3	geben.	geben.	
9'	5124,20	2,6	? ?	? ?	
8'	5125,58	2,9			
7'	5126,93	3,2			
6'	5128,30	3,5			
5'	5129,69	3,8			
4'	5131,02	4,1			
3'	5132,30	4,4			
2'	5133,65	4,7			
1'	5134,90	5			
			Bande P		
18	5117,05	4,8	Anormales	Jede Kompo-	
17	5118,45	5,1	Phänomen.	nente gibt ein	
16	5119,83	5,4	Der Abstand	nahezu sym-	
15	5121,17	5,8	des Dupletts	metrisches	
14	5122,43	6,1	beträgt etwa	Quadruplett,	
13	5123,73	6,4	—0,26 Å.-E.	das umgekehrt	
12	5125,12	6,7		sein würde,	
11	5126,38	7		und dessen	
10	5127,66	7,3		Dupletts	
9	5129,04	7,6		einen Abstand	
8	5130,34	7,9		von etwa 0,26	
7	5131,67	8,2		Å.-E. und 0,29	
6	5132,89	8,5		Å.-E. haben.	
5	5134,12	8,8			
4	5135,35	9,1			
3	5136,59	9,4			
2	5137,81	9,7			
1	5139,07	10			
			Bande Q		
4	5239,92	0,5	Anormales	? ?	Ergebnis
3	5240,45	1	Phänomen.		visueller
2	5240,95	1,5	? ?		Beob-
1	5241,50	2			achtung.
			Bande R		
4	5242,84	0,5	Normales	? ?	Ergebnis
3	5243,29	1	Phänomen.		visueller
2	5243,76	1,5	? ?		Beob-
1	5244,30	2			achtung.

Zusammenfassung. Wir haben festgestellt, daß die Komponenten der Emissionsbanden der in der Flamme verdampften Fluor- und Chlorverbindungen der Erdalkalien sowohl in Richtung der Kraftlinien als auch senkrecht zur Feldrichtung das Zeemanphänomen zeigen. Im ersteren Falle geben gewisse Banden das normale, andere dagegen das anormale longitudinale Phänomen. Senkrecht zur Feldrichtung geben alle Komponenten der für das Feld empfindlichen Banden normale oder anormale Dupletts oder Quadrupletts.

Will man den Versuch machen, die Banden dieser verschiedenen Spektren zueinander in Beziehung zu setzen, so muß man zunächst die Kalzium- und Strontiumverbindungen einander zuordnen und die Baryumverbindungen beiseite lassen. Beschränken wir uns nämlich auf die Banden, die hier in ihren Einzelheiten untersucht worden sind, so fallen die den beiden erstgenannten Körpern angehörenden Banden nach der violetten Seite hin ab, während bei den Baryumverbindungen das Gegenteil der Fall ist. Ferner ist der Typus der Formel für die Schwingungszahlen der Komponenten einer Bande:

bei den Kalzium- und Strontiumsalzen

$$N = A - (C + Bm)^2,$$

während er beim Fluorbaryum

$$N = A + (C - Bm)^2$$

und beim Chlorbaryum

$$N = A + (Bm + C)^2$$

ist. Hier sind A, B und C positiv, und für $m = 0$ erhält man die Schwingungszahl der intensivsten Komponente der Bande.

Wir dürfen hoffen, daß das Vorkommen des Zeemanphänomens bei all diesen Banden die Möglichkeit bieten wird, neue Bindeglieder zwischen ihnen zu finden, und das sehr verwickelte Studium ihrer Beziehungen, beispielsweise zu der chemischen Zusammensetzung des Körpers, der sie emittiert, zu erleichtern.

IV. Untersuchung des Fluorsiliziumspektrums.

Ich habe in derselben Weise die Wirkung eines Magnetfeldes auf das schöne Spektrum des Fluorsiliziums in Geißlerschen Röhren untersucht. Dabei habe ich mich auf die Untersuchung des longitudinalen Zeemanphänomens an den Emissionsbanden dieses Körpers beschränkt.

Die benutzte Geißlerröhre. Zunächst ist zu bemerken, daß man die Entladung in der Röhre parallel zu den Kraftlinien erfolgen lassen muß, wenn man die störenden Nebenerscheinungen vermeiden will, wie sie von Chautard und später von Cotton[1]) beobachtet worden sind, wenn der kapillare Teil der Geißlerschen Röhre senkrecht zur Feldrichtung steht. Aber das genügt noch nicht: die größte Schwierigkeit, der man begegnet, wenn es sich um die Untersuchung des longitudinalen Zeemanphänomens am Spektrum eines in einer Geißlerschen Röhre enthaltenen Gases handelt, besteht nämlich darin, die Lichtquelle

1) A. Cotton, Le phénomène de Zeeman, S. 31.



ganz und gar in das Magnetfeld zu bringen. Wenn nämlich ein leuchtender Teil der Röhre nicht im Felde liegt, so gibt er das gewöhnliche Spektrum der Substanz, und man erhält dann auf der photographischen Platte ein Gemisch aus dem gewöhnlichen und dem durch das Feld beeinflußten Spektrum. Man kann nun mit durchbohrten Polschuhen bei den gewöhnlichen Elektromagneten keine beträchtliche Feldstärke erhalten, und infolgedessen ist der Zeemaneffekt gering und bleibt unter solchen Verhältnissen unbemerkt.

In dem besonderen Falle, daß man mit Fluorsilizium arbeitet, besteht noch eine weitere Schwierigkeit: das Gas zersetzt sich unter dem Einfluß der Entladung, und die Röhre entleert sich fast gänzlich. Will man das vermeiden, so braucht man nur nach dem Vorgange von Capstick[1]) und von Gehlhoff[2]) zu verfahren und von Zeit zu Zeit frisches Gas in das Entladungsrohr einzulassen, oder einen langsamen Gasstrom unter passendem Druck hindurchzuschicken. Um schließlich zu vermeiden, daß die bei der Zersetzung des Gases auftretenden Niederschläge die durchsichtige Röhrenwandung, durch die das Licht hindurchtreten soll, undurchlässig machen, muß man diese Wandung möglichst weit von dem leuchtenden Gebiet im Gase entfernt halten.

Die Röhre, die ich in einem Luftschlitz von 12,8 mm zwischen den Polschuhen verwendet habe, ist in Figur 14 abgebildet. Ihre Wände bestehen aus folgenden Teilen: in der Figur von links nach rechts fortschreitend: einem Glasrohr mit der Aluminiumanode A, einem Troge C mit dem Deckel C', beide gleichfalls aus Aluminium, und einer Glasröhre U, die von einer nicht gehärteten Spiegelglasplatte V verschlossen wird. Die Verbindungen zwischen den einzelnen Teilen dieses Gefäßes sind mit Golaz-Mastix gekittet[3]).

Die Lichtquelle besteht aus dem ganz und gar im Magnetfelde liegenden kapillaren Teile S. Die Kathode wird von dem Troge C gebildet. Damit kein Licht von der Anode A reflektiert wird, ist diese an ihrem S zugekehrten Ende spitz angeschnitten. Schließlich wird das emittierte Licht in der Richtung SV ausgenutzt; es verläuft also in der Achse der Kerne des Elektromagnets, dessen Polschuhe man in P und P' sieht. Zwei Ebonitkappen E, E' verhindern eine Berührung zwischen der Röhre und dem Elektromagnet.

Das frische Gas tritt durch das kleine Aluminiumröhrchen T ein und entweicht durch das Glasrohr der Anode, das an die Pumpe angeschlossen ist. Ein Quecksilbermanometer gibt den Druck des Gases beim Eintritt in das Röhrchen T an, und ein zweites Quecksilbermanometer ist zwischen die Röhre A und die Pumpe eingeschaltet. Die Gaszufuhr wird durch einen in der Figur nicht mit gezeichneten Hahn geregelt, und ein zweiter Hahn gestattet, die Wirkung der Geryck-Pumpe zu regulieren, mit der die Evakuierung erfolgt. Zweckmäßig öffnet man diese beiden Hähne so weit, daß das Gas beständig in der Röhre zirkuliert, durch welche die Entladung hindurchgeht, und daß der Druck dort gleichmäßig auf einigen Millimetern Quecksilber bleibt; das ist mit Hilfe der beiden Manometer sehr leicht zu bewerkstelligen.

Das Gas wurde nach dem klassischen Verfahren hergestellt: ich ließ reine Schwefelsäure im Überschuß auf ein Gemisch von Kieselsäure und Fluorkalzium einwirken. Das Gas wurde über Phosphorsäureanhydrid getrocknet und in einem mit zwei passenden Hähnen ausgestatteten und an das Röhrchen T angeschlossenen Glasbehälter gesammelt.

Spektrum des Fluorsiliziums. Bringt man eine solche Röhre durch die gewöhnliche Entladung eines Induktoriums zum Leuchten, so erhält man ein ziemlich helles blaues Licht, das bei Betrachtung im Spektroskop ein prächtiges Bandenspektrum zeigt. Die Banden bestehen aus Komponenten von sehr komplexer Struktur, die nach dem roten Ende des Spektrums hin abfallen und im allgemeinen von einem auf der violetten Seite scharf begrenzten Grat gebildet sind, der auf der roten Seite von einem kontinuierlichen Hintergrunde begleitet ist. Auf diesem Hintergrunde sieht man in einigen Fällen eine dunkle Linie, die einer Absorptionslinie ähnelt; noch weiter nach dem roten Ende zu wird dann dieser Hintergrund diskontinuierlich; dabei nimmt er an Intensität ab. Die Banden selbst bestehen aus mehreren derartigen Komponenten und fallen nach derselben Richtung hin ab, das heißt, die Intensität der Komponenten nimmt ab, je weiter man nach Rot hin fortschreitet.

Longitudinales Zeemanphänomen. Die Figuren 15 und 16 zeigen das Spektrum des Fluorsiliziums unter der Einwirkung des Magnetfeldes ($H = 10900$) bei eingeschaltetem bizirku-

1) Capstick, Proc. Roy. Soc. **63**, 356, 1898.
2) Gehlhoff, Ann. d. Phys. (4) **24**, 553, 1907.
3) Unter der Einwirkung der hindurchgehenden Entladung erwärmt sich die Geißlerröhre; ebenso steigt die Temperatur des die Röhre tragenden Elektromagnets infolge des dauernd durch die Spulen fließenden Stromes beträchtlich. Aus diesen beiden Gründen ist es erforderlich, sämtliche mit Golaz-Mastix ausgeführte Kittungen, die luftdicht halten müssen, gegen Erhitzung durch Berührung oder durch Strahlung zu schützen. Zu diesem Zwecke ist in den Körper des Troges C eine ringförmige Nute R gegraben worden, in der dauernd ein Wasserstrom fließt; dieser wird tropfenweise durch das Rohr M zugeführt und fließt ebenso durch das Rohr N wieder ab. Ebenso wird die Kittung zwischen der Platte V und der Röhre U durch eine kleine Kühlvorrichtung r gegen die Strahlung des Elektromagnets geschützt. Diese Kühlvorrichtung r wird durch die Röhren m und n gespeist, die dauernd von einem Wasserstrom durchflossen werden.

larem Analysator. Man kann an den Figuren sehen, daß gewisse Komponenten das anormale longitudinale Phänomen, andere dagegen das normale Phänomen zeigen, dessen Sinn durch die Quecksilberlinie (Linie 15) festgelegt ist. Die Aufnahme in Figur 16 ist weniger intensiv als die in Figur 15 und zeigt diese Wirkung des Feldes deutlicher. Ich lasse nunmehr die Tabelle der Ergebnisse folgen.

Ergebnisse der Untersuchung des longitudinalen Zeemanphänomens an den Banden im Emissionsspektrum des Fluorsiliziums in Geißlerschen Röhren.

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Natur des beobachteten Phänomens	Angenäherter Wert des Dupletts in einem Felde von 10000 Einheit., in Å.-E.	Einteilung der Komponenten der Banden
4	4240,81	4	Normal	+0,17	
5	4270,19	3	Anormal	—0,11	
6	4271,55	5	Normal	+0,15	
7	4295,71	2	Anormal	? ?	
8	4298,85	1	Anormal	? ?	
9	4301,29	4	Anormal	—0,13	
10	4304,21	6	Normal	+0,15	
11	4329,44	3	Null	0	
12	4333,96	5	Anormal	—0,10	
13	4338,17	4	Normal	+0,17	
14	4353,91	1	Null	0	
15	4358,38	10	Normal	+0,34	Quecksilberlinie.
16	4365,40	3	Normal	? ?	
17	4368,34	18	Normal	+0,19	*X*
18	4388,66	6	Anormal	—0,11	*Y*
19	4398,38	15	Normal	+0,19	*X*
20	4400,63	20	Anormal	—0,13	*Z*
21	4420,99	5	Anormal	—0,09	*Y*
22	4429,90	10	Normal	+0,18	*X*
23	4430,35	13	Anormal	—0,11	*Z*
24	4454,61	4	Anormal	—0,08	*Y*
25	4462,05	10	Anormal	—0,16	*Z*
26	4463,27	7	Normal	+0,20	*X*
27	4489,71	3	Anormal	—0,11	*Y*
28	4495,83	8	Anormal	—0,18	*Z*
29	4498,66	6	Normal	+0,20	*X*
30	4526,50	1	Anormal	—0,10	*Y*
31	4531,70	3	Anormal	—0,18	*Z*
32	4535,99	2	Normal	? ?	*X*
33	4565,05	0,5	Anormal	? ?	*Y*
34	4569,53	1	Anormal	? ?	*Z*
35	4575,21	0,5	? ?	? ?	*X*

Die angenäherten Messungen des Zeemanphänomens an diesen Komponenten im Verein mit den Beobachtungen, die sich aus dem allgemeinen Bild des Spektrums ergeben, gestatten, die intensivsten Komponenten mit großer Leichtigkeit in drei Banden einzuteilen, die ich in vorstehender Tabelle mit den Buchstaben *X*, *Y*, *Z* bezeichnet habe.

Die Schwingungszahlen[1]) für die Bande *X* werden mit recht befriedigender Genauigkeit durch die Formel

$$N = 24577{,}7 - (1{,}848\,\mathrm{m} + 41{,}072)^2$$

wiedergegeben. In dieser Bande ist das longitudinale Zeemanphänomen normal, und der angenäherte Wert der Dupletts der Komponenten beträgt in einem Felde von 10000 Gauß +0,20 Å.-E.

Die Bande *Y* wird durch die Gleichung

$$N = 25481{,}7 - (1{,}576\,\mathrm{m} + 51{,}92)^2$$

dargestellt. Sie zeigt ein anormales Phänomen und hat unter denselben Verhältnissen im Mittel den Wert —0,10 Å.-E.

Der Bande *Z* schließlich entspricht die Gleichung

$$N = 24177{,}1 - (1{,}953\,\mathrm{m} + 38{,}12)^2.$$

Diese Bande verhält sich wie die vorige und der Mittelwert der erhaltenen Dupletts beträgt, ebenfalls in einem Felde von 10000 Einheiten, —0,15 Å.-E.

Es ist zu bemerken, daß noch Komponenten von geringerer Intensität als die genannten vorhanden sind. Ich habe sie ebensowenig in Banden eingeordnet wie die beiden Linien $\lambda = 4128{,}06\ \mu\mu$ und $\lambda = 4130{,}87\ \mu\mu$, die dem Silizium anzugehören scheinen und das normale Phänomen zeigen[1]).

V. Untersuchung des zweiten Wasserstoffspektrums.

Alle bislang untersuchten Spektren sind solche zusammengesetzter Körper, wie Cotton und ich[2]) im Verlaufe unserer Untersuchungen erwähnt haben. Diese Spektren kommen Molekülen zu, und es ergab sich nun die Frage, ob sich nicht Spektren finden ließen, die Molekülen einfacher Körper zukommen und gleichfalls das anormale Phänomen aufweisen. Der Versuch hat eine bejahende Antwort auf diese Frage gegeben, und zwar für das zweite Wasserstoffspektrum, das, wie ich gezeigt habe[3]), wohl dem Wasserstoff zukommt und zweifellos dessen Molekül charakterisiert.

Die benutzte Geißlerröhre. Figur 17 zeigt die Geißlerröhre, die ich dafür bei einem Luftschlitz von 11,4 mm zwischen den Polschuhen benutzt habe. Man findet an ihr die wesent-

1) Ich habe die reziproken Werte der Wellenlängen in Luft genommen, und sie nicht, wie es richtiger gewesen wäre, auf den leeren Raum bezogen.

1) Diese beiden Linien treten erst auf, nachdem die Röhre einige Zeit in Betrieb gewesen ist, und rühren zweifellos von dem Silizium her, das sich auf der Anode niederschlägt. Sie zeigen sehr deutlich den Doppler-Effekt: statt einer geraden Linie, wie gewöhnlich, erhält man bei jeder dieser beiden Strahlungen eine deformierte Linie mit einem Umkehrpunkt. Ich halte die Annahme für zulässig, daß sie von Silizium herrühren. Berechnet man mit Hilfe des beobachteten Doppler-Effektes (0,09 Å.-E.) die Geschwindigkeit der Verschiebung, so findet man bei den, übrigens schlecht definierten, elektrischen Verhältnissen, unter denen die Röhre arbeitet, eine Geschwindigkeit von ungefähr 7 km in der Sekunde.

2) A. Dufour, C. R. **146**, 231, 1908.

3) A. Dufour, Thèse, 1906; Ann. de Ch. et de Phys. (8) **9**, 361, 1907.



lichen Teile der für Fluorsilizium benutzten wieder, jedoch mit folgenden Vereinfachungen: Man hat hier keine Niederschläge aus dem Gase zu befürchten, und die Glasplatte *V* hat deshalb die Stelle des Aluminiumdeckels *C'* in Figur 14 erhalten; der dauernde Gasstrom ist nicht mehr unerläßlich, und deshalb ist der Platindraht, der die Anode *A* trägt, in das Glas eingeschmolzen; der Wasserstoff wird durch Diffusion durch einen Osmoregulator aus Platin bei Rotglut gewonnen und tritt durch das Röhrchen *T* ein, durch das gleichfalls das Auspumpen erfolgt. Eine derartige Geißlerröhre ist bequemer zu handhaben als die früher benutzte, hat aber eine beschränkte Lebensdauer, weil die Entladung die Glasplatte *V* in der Mitte trifft. Nach Verlauf mehrerer Tage verändert sich das Glas so, daß man in der nutzbaren Richtung *SL* fast kein Licht mehr erhält.

Longitudinales Zeemanphänomen. Ich hatte bereits auf einige gelbe und grüne Linien in diesem zweiten Spektrum hingewiesen, die das Zeemanphänomen zeigen, aber ich hatte sie unter diesem Gesichtspunkte nur im senkrecht zur Feldrichtung ausgesandten Licht untersucht.

Jetzt habe ich dagegen nur das longitudinale Zeemanphänomen untersucht, und zwar teils subjektiv mittels eines Okulars, nämlich in dem Teile des Spektrums, wo das Auge empfindlich ist, teils mit Hilfe der Photographie, nämlich im Blau und im Violett. Dabei habe ich besonders die anormalen Linien aufgesucht. Natürlich habe ich alle bereits von mir als empfindlich gegen das Magnetfeld bezeichneten Linien wiedergefunden, aber sie schienen in diesem Teile des Spektrums alle das normale longitudinale Zeemanphänomen zu zeigen, mit Ausnahme einer Linie, $\lambda = 5778$ Å.-E. Diese Linie ist anormal, und der Abstand des Dupletts ist klein. Dicht neben ihr befindet sich die Linie $\lambda = 5784,4$ Å.-E., die das normale Phänomen zeigt. Ich habe in diesem Gebiete keine photographischen Aufnahmen gemacht. Die folgende tabellarische Übersicht enthält die sämtlichen Ergebnisse, die ich im Blau und im Violett erhalten habe. Die Aufnahme in Figur 18 gibt einen Teil davon wieder.

Wie aus folgender Tabelle ersichtlich, kann man diese Linien in drei Gruppen teilen: Die erste dieser Gruppen bilden die Linien, welche das normale Phänomen zeigen; diese sind zahlreich. Die zweite Gruppe umfaßt Linien, die für das Magnetfeld unempfindlich sind, oder wenigstens in dem schwachen Felde, das ich erreicht habe ($H = 11700$) unempfindlich zu sein scheinen. Die dritte Gruppe endlich besteht aus Linien, die das anormale longitudinale Phänomen aufweisen, und die in Wirklichkeit wenig zahlreich und, mit Ausnahme der Linien α und ϱ, wenig intensiv

Ergebnisse der Untersuchung des longitudinalen Zeemanphänomens an den Linien des zweiten Wasserstoffspektrums in Geißlerschen Röhren.

(Von $\lambda = 4340$ Å.-E. bis $\lambda = 4765$ Å.-E.)

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Natur des beobachteten Phänomens	Angenäherter Wert des Dupletts in einem Felde von 10000 Einheit., in Å.-E.	Bemerkungen
30	4340,29	10	Normal	? ?	Linie des ersten Spektrums.
31	4358,29	10	Normal	+0,28	Quecksilberlinie.
32	4379,43	3	Null	0	
33	4384,51	3	Normal	+0,06	
34	4390,94	3	Null	0	
35	4398,19	4	Anormal	—0,03	Sehr schwaches Phänomen.
36	4412,31	6	Normal	+0,11	
37	4414,26	4	Null	0	
38	4415,06	2	Normal	+0,09	
39	4417,38	5	Normal	+0,05	
40	4422,74	2	Normal	? ?	
41	4445,30	4	Normal	+0,08	
42	4447,59	4	Normal	+0,09	
43	4456,67	7	Null	0	
44	4458,80	5	Normal	+0,02	
45	4461,02	6	Normal	+0,16	
46	4467,19	3	Null	0	
47	4474,31	2	Normal	? ?	
48	4486,15	2	Normal	? ?	
49	4487,83	5	Normal	+0,18	
50	4490,48	5	Normal	+0,05	
51	4498,14	5	Normal	+0,20	
52	4498,58	5	Null	0	
53	4502,02	6	Null	0	
54	4505,70	7	Null	0	
55	4514,38	5	Null	0	
56	4520,04	4	Anormal	—0,03	Sehr schwaches Phänomen.
ε	4523,29	2	Anormal	—0,06	Etwas verschwommen.
57	4524,22	3	Normal	+0,09	
φ	4532,03	3	Anormal	—0,03	
58	4534,64	5	Null	0	
59	4538,37	4	Normal	+0,14	
60	4539,21	1	Normal	? ?	Verwaschen.
61	4543,73	5	Null	0	
62	4551,00	7	Null	0	
ϱ	4558,31	4	Anormal	—0,09	Fein und scharf.
65	4563,71	5	Null	0	
66	4568,14	8	Null	0	
1	4575,82	5	Null	0	
2	4577,99	4	Null	0	
3	4579,43	4	Null	0	
4	4579,98	8	Null	0	
5	4581,51	3	Normal	+0,14	
6	4582,56	6	Null	0	
7	4598,47	2	Normal	+0,19	Diffus.
8	4607,42	3	Normal	? ?	
9	4618,30	5	Normal	+0,06	
10	4625,33	4	Normal	+0,17	
11	4627,99	6	Normal	+0,12	
12	4631,46	5	Normal	+0,15	
13	4631,86	7	Normal	+0,18	
14	4634,03	8	Normal	+0,13	
15	4634,61	6	Normal	+0,09	
16	4645,37	1	Null	0	
α	4653,03	4	Anormal	—0,12	Deutlich anormales Phänomen.
17	4661,42	2	Null	0	
18	4662,83	4	Null	0	
19	4665,63	2	Null	0	

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Natur des beobachteten Phänomens	Angenäherter Wert des Dupletts in einem Felde von 10000 Einheit., in Å.-E.	Bemerkungen
β	4667,14	1	Anormal	—0,09	
20	4671,32	5	Null	0	
γ	4673,14	1	Anormal	—0,11	Deutlich anormales Phänomen.
21	4679,12	3	Null	0	
22	4682,37	3	Null	0	
23	4683,86	5	Null	0	
24	4690,24	3	Null	0	
δ	4692,11	1	Anormal	—0,14	Verwaschen; deutlich anormales Phänomen.
25	4709,57	2	Normal	? ?	
26	4719,06	4	Normal	+0,05	
27	4723,05	5	Normal	+0,10	
28	4764,39	2	Null	0	

sind, wie aus der Abbildung nach der Originalplatte hervorgeht. Ich habe keine Beziehung zwischen ihren Schwingungszahlen gefunden. Die Struktur des zweiten Wasserstoffspektrums scheint übrigens recht kompliziert zu sein, und es ist bisher noch nicht gelungen, die in ihm enthaltenen Linien systematisch zu gruppieren. Die Ausdehnung der Untersuchung des Zeemanphänomens auf das ganze zweite Spektrum des Wasserstoffs wird uns auch hier wiederum zweifellos die Möglichkeit bieten, die Aufsuchung dieser Gruppen zu erleichtern.

VI. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen.

Die hauptsächlichen neuen Ergebnisse, die in der vorliegenden Arbeit erhalten worden sind, lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Zunächst habe ich die Banden der Emissionsspektren der Fluor- und Chlorverbindungen der Erdalkalien bei Verdampfung in der Flamme unter dem Gesichtspunkte der Wirkung eines Magnetfeldes untersucht. Bekanntlich bestehen diese Banden aus einer gewissen Anzahl von Komponenten, die nach einer gewissen, aber je nach dem untersuchten Körper verschiedenen Seite hin abfallen, und deren Schwingungszahlen die von Deslandres besonders für Banden aufgestellte Formel

$$N = A \pm (C + Bm)^2$$

erfüllen.

Unter diesen Banden sind solche, deren Komponenten das Zeemanphänomen sowohl in Richtung der Kraftlinien als auch senkrecht zum Magnetfelde zeigen. Die Abstände der Dupletts sind von derselben Größenordnung, wie man sie gewöhnlich bei den Linien findet. Dieselben Ergebnisse findet man auch an den Komponenten der umgekehrten Banden, wenn eine solche Umkehrung möglich ist. Die angenäherten Messungen, die ich ausgeführt habe, deuten anscheinend darauf hin, daß sämtliche Komponenten einer und derselben Bande sich im Magnetfelde gleichartig verhalten. Ich beabsichtige, in Zukunft noch weitere, genauere Messungen anzustellen, um diesen Punkt festzustellen.

2. Das longitudinale Zeemanphänomen, das an den Banden dieser Körper zu beobachten ist, ist bald normal, bald anormal. Das normale Phänomen wird durch folgende wohlbekannte Regel charakterisiert: Der Drehungssinn der beschleunigten Schwingung des magnetischen Dupletts ist derselbe wie der der Ampereströme, die dem Felde entsprechen. Das gleichzeitige Auftreten dieser beiden Erscheinungen steht außer Zweifel, denn man erhält sie oft zusammen und gleichzeitig auf derselben Platte. Die Komponenten, die das normale longitudinale Zeemanphänomen aufweisen, geben magnetische Dupletts, deren Zirkularpolarisation vollkommen ist, und die man daher mit Hilfe eines bizirkularen Analysators vollständig voneinander trennen kann. Dagegen liefern die Komponenten, die das anormale longitudinale Phänomen geben, Dupletts mit unvollkommener Zirkularpolarisation. Diese beiden Ergebnisse habe ich völlig zweifelsfrei an den Banden D, D', D'' im Spektrum des Fluorkalziums festgestellt.

3. Bei Beobachtung des Zeemanphänomens an senkrecht zu den Kraftlinien ausgesandtem Licht sieht man jede Komponente der vorgenannten Banden sich so verwandeln, daß sie für beide möglichen Schwingungsrichtungen zusammen entweder normale Quadrupletts liefert — das ist beispielsweise bei der Bande h des Chlorstrontiums der Fall —, oder symmetrische Dupletts — und das ist der häufigste Fall —, oder schließlich umgekehrte Quadrupletts — dieser Umstand ist seiner Seltenheit wegen interessant; die Fluorkalziumbande D'' liefert ein Beispiel hierfür —. Die erhaltenen Ergebnisse habe ich im einzelnen durch Zahlentabellen und Photographien erläutert.

4. Ich habe ferner das Spektrum des Fluorsiliziums in einer Geißlerschen Röhre untersucht, und zwar unter dem doppelten Gesichtspunkte einmal seiner spektroskopischen Konstitution, zweitens seiner Veränderung im Magnetfelde, aber nur beim longitudinalen Zeemanphänomen. Ich habe die Geißlerröhre beschrieben, durch die dauernd ein Strom des zu untersuchenden Gases fließt, und die dank ihrer besonderen Bauart mir die Möglichkeit geboten hat, dem leuchtenden Teile des Gases eine Länge von nur einigen Millimetern zu geben, und ihn ganz und gar im

Magnetfelde anzuordnen. Es folgen die erhaltenen Ergebnisse.

Ich habe die intensivsten Komponenten dieses Spektrums, die sämtlich nach Rot hin abfallen, in drei Banden einreihen können, die gleichfalls nach Rot hin abfallen. Ich habe die Wellenlängen dieser Komponenten in Luft angegeben, sowie die Formeln der ihnen zukommenden Schwingungszahlen. Das longitudinale Zeemanphänomen, das die Komponenten dieser Banden aufweisen, ist bei einer dieser Banden normal, während es bei den beiden andern anormal ist. Die Werte für die Abstände der magnetischen Dupletts sind für die verschiedenen Banden nicht dieselben. — Eine Zahlentabelle und zwei Photographien legen die Ergebnisse fest.

5. Endlich habe ich die früheren Beispiele, welche die Banden in den Spektren zusammengesetzter Körper geliefert haben, an den Linien im zweiten Spektrum des Wasserstoffs in einer Geißlerröhre wiedergefunden; ich war dazu gelangt, dieses Spektrum dem Wasserstoffmolekül zuzuschreiben. Die Beobachtungen parallel zu den Kraftlinien haben meine früheren Untersuchungen vervollständigt und gezeigt, daß die Linien in drei Gruppen zerfallen: Die einen liefern das normale Phänomen; andere sind unempfindlich gegen das Feld; eine dritte Gruppe schließlich (α, β in den Aufnahmen) wird von solchen Linien gebildet, die das anormale longitudinale Zeemanphänomen zeigen.

Halte ich mich an die bisher gewonnenen Ergebnisse, so kann ich sie dahin zusammenfassen, daß allem Anscheine nach das anormale longitudinale Zeemanphänomen, sowohl in den von mir untersuchten Emissionsspektren, als auch in den Absorptionsspektren der seltenen Erden, nur in den Spektren der Moleküle auftritt.

Ein einfaches Mittel zur Erklärung der Tatsachen würde darin bestehen, nach dem Vorgange von J. Becquerel das Vorhandensein negativer und positiver Elektronen anzunehmen. Die Banden und die Linien, welche das normale Phänomen geben, würden dann von negativen Elektronen, die anderen von positiven Elektronen emittiert werden. Da die Abstände der gefundenen Dupletts in allen Fällen, ausgenommen nur die Banden des Xenothims, sehr nahezu gleich sind, so müßte man annehmen, daß bei diesen Elektronen die Werte für das Verhältnis e/m der Ladung zur Masse von derselben Größenordnung sind. Die Banden, deren magnetische Dupletts keine vollkommene Zirkularpolarisation zeigen, würden gleichzeitig von negativen und positiven Elektronen mit demselben e/m emittiert werden. Diese Hypothese wird offenbar größeres Gewicht haben, wenn in den Vakuumröhren positive Elektronen existieren, die den bekannten negativen Elektronen analog sind, wie kürzlich Jean Becquerel[1]) angegeben hat. Wird diese Entdeckung unwiderleglich nachgewiesen[2]), so werden wir vielleicht in den Theorien des Zeemanphänomens mit positiven Elektronen zu rechnen haben.

Indessen würden wir auf diesem Wege mindestens einer Schwierigkeit begegnen: Woher kommt es, daß alle Serienlinien, und zwar ohne daß eine Ausnahme bekannt wäre, das normale longitudinale Zeemanphänomen zeigen? Sie rühren also ausschließlich von negativen Elektronen her. Wir hätten hier eine schwer annehmbare Verschiedenheit in den Eigenschaften solcher Elektronen, die sich nur durch das Vorzeichen ihrer Ladung voneinander unterscheiden sollen.

Nun hat man tatsächlich nur an solchen Spektren, die von einem schwingenden Molekül ausgesandt werden, anormale Zeemanphänomene in Richtung der Kraftlinien festgestellt. Da nun nach der Theorie die Linien uns auf negative Elektronen führen, so können wir nur fragen, ob wir nicht, entgegen allem Anschein, solche Banden und Linien, die ein anormales Phänomen ergeben, eben diesen negativen Elektronen zuschreiben müssen, die aber vermutlich in diesem Falle nicht mehr in einfachen Bahnen innerhalb des Atomes schwingen würden, sondern unter der Wirkung sehr komplexer Kräfte ständen, die von sämtlichen das Molekül darstellenden Atomen herrührten, und daß sie infolgedessen komplizierte Bahnen beschreiben müßten. Genaueres würde sich übrigens sehr schwer feststellen lassen. Trotz der Arbeiten von Lorentz und von Voigt über das Zeemanphänomen, und besonders der Arbeiten von Ritz, der allein gleichzeitig die Spektralserien und die Mehrzahl der bekannten Formen einer Einwirkung eines Magnetfeldes zu erklären versucht hat, trotz all dieser Arbeiten wissen wir noch nichts Genaues über die Konstitution eines Atoms, und jede Theorie verlangt Hypothesen, die weit über die bekannten Tatsachen hinausgehen. Wir wissen daher noch viel weniger, wie ein Molekül gebaut ist.

Mag nun die Ansicht von den positiven Elektronen zur Herrschaft gelangen, oder nicht, jede Erklärung des Zeemanphänomens wird besonders über folgende Tatsachen Rechenschaft zu geben haben: Wir kennen keine Serienlinien, die längs der Kraftlinien das anor-

1) J. Becquerel, C. R. **146**, 1308; **147**, 121, 1908. — Le Radium **5**, 195, 1908; vergl. auch diese Zeitschr. **8**, 632, 1907.

2) Zu diesem Zwecke müßte man nach einer direkten und zuverlässigen Methode das Vorzeichen der Ladung dieser Elektronen bestimmen und außerdem ihr e/m mindestens näherungsweise messen. (Vergl. auch: Bestelmeyer, diese Zeitschr. **9**, 541, 1908.)

male Phänomen geben; es gibt Linien, die gegen das Magnetfeld unempfindlich sind; solche Komponenten der Banden der bisher untersuchten Körper, die nach einer bestimmten Seite hin abfallen, sind gegen das Magnetfeld empfindlich, liefern aber kein reines Triplett, während andere Banden, die aus feinen Komponenten bestehen, keine Veränderungen erleiden; schließlich liefern die Komponenten der Banden, die das anormale longitudinale Zeemanphänomen zeigen, Dupletts mit unvollkommener Zirkularpolarisation.

Paris, Physikalisches Laboratorium der École Normale Supérieure, August 1908.

(Aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 19. November 1908.)

Zur kinetischen Gastheorie.

Eine kritische Untersuchung.

Von F. Cohen.

Wir werden damit anfangen, zu untersuchen, ob die Boltzmannschen Betrachtungen, wie sie in seinen „Vorlesungen über Gastheorie" (Leipzig, Barth, 1895) ausführlich dargestellt sind, wirklich zum Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetz führen, ohne Kritik zu üben auf seine verschiedenen Ausgangspunkte, uns also lediglich auf dem von Maxwell und ihm angebahnten Pfade weiterbewegend, um dann, nach erhaltenem Resultate, einige Punkte der kinetischen Gastheorie kritisch zu beleuchten.

§ 1. Auf Seite 30, Band I, des oben zitierten Werkes gelangt Boltzmann in Anlehnung an Maxwell zu den Formeln (25) und (26):

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \int (f_1' F_1' - f F_1)\, \sigma^2 g \cos\Theta\, d\omega_1\, d\lambda + \int (f' f_1' - f f_1)\, s^2 g \cos\Theta\, d\omega_1\, d\lambda$$

nebst

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \int (f' F_1' - f F_1)\, \sigma^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\lambda + \int (F' F_1' - F F_1)\, s_1{}^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\lambda .$$

Für den stationären Zustand muß natürlich $\frac{\partial f}{\partial t}$ sowie $\frac{\partial F}{\partial t}$ gleich null sein. Eine Lösung (selbstverständlicherweise nicht die Lösung) des Problems wäre der Fall, wenn die vier zwischen Klammern sich befindenden Größen verschwänden, also wenn wir hätten (27):

$$f' F_1' = f F_1, \quad F' F_1' = F F_1, \quad f' f_1' = f f_1 .$$

In § 5, Seite 32 des zitierten Werkes soll nun bewiesen werden, daß die aus den Gleichungen 27 zu folgernde Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung die einzig mögliche sei. Die durch Gleichung (28)

$$H = \int f l f\, d\omega + \int F_1 l F_1\, d\omega_1$$

bestimmte Lorentzsche H-Funktion hat, wie bewiesen wird, die Eigenschaft der Gleichungen (33), Seite 38, nämlich, daß:

$$\begin{aligned}\frac{dH}{dt} = &- {}^1\!/_2 \int [l(f' F_1') - l(f F_1)]\\ &\qquad [f' F_1' - f F_1]\, \sigma^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\omega_1\, d\lambda\\ &- {}^1\!/_4 \int [l(f' f_1' - l(f f_1)]\\ &\qquad [f' f_1' - f f_1]\, s^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\omega_1\, d\lambda\\ &- {}^1\!/_4 \int [l(F' F_1') - l(F F_1]\\ &\qquad [F' F_1' - F F_1]\, s_1{}^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\omega_1\, d\lambda\end{aligned}$$

ist.

Da der Logarithmus stets wächst, wenn sein Argument zunimmt, so hat in jedem der drei Integrale der erste eckig eingeklammerte Faktor stets dasselbe Vorzeichen, wie der danebenstehende zweite. Aus den vorhergehenden Betrachtungen folgt ferner, daß g, $\cos\Theta$ usw. wesentlich positiv sind. Man ersieht daher, daß $\frac{dH}{dt}$ essentiell negativ ist und nur, wenn die Gleichungen (27) erfüllt sind, gleich null wird. Hiermit ist dann, nach Boltzmann, aus seinen spezifischen Voraussetzungen bewiesen, daß die mit $\boldsymbol{H}$ bezeichnete Größe nur abnehmen kann, sowie, daß sich die Geschwindigkeitsverteilung notwendig immer mehr der Maxwellschen nähern muß. (Man vergleiche hierzu auch § 74f. des zweiten Bandes.)

Letzteres nun ist unrichtig. Betrachten wir eine kleine Störung des stationären Verteilungszustandes, wobei sich also die Gleichungen 27 umwandeln in:

$$\left.\begin{aligned} f' F_1' - f F_1 = \delta_1, \quad f' f_1' - f f_1 = \delta_2,\\ F' F_1' - F F_1 = \delta_3, \end{aligned}\right\} \quad (27\,\mathrm{a})$$

worin δ_1, δ_2, δ_3 beliebige kleine Größen sind, so wird die Variation von $\frac{dH}{dt}$:

$$\begin{aligned}\frac{\delta dH}{dt} = &- {}^1\!/_2 \int \frac{\delta_1{}^2}{f F_1}\, \sigma^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\omega_1\, d\lambda -\\ &- {}^1\!/_4 \int \frac{\delta_2{}^2}{f f_1}\, s^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\omega_1\, d\lambda -\\ &- {}^1\!/_4 \int \frac{\delta_3{}^2}{F F_1}\, s_1{}^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\omega_1\, d\lambda ,\end{aligned}$$

also unabhängig von δ_1, δ_2, δ_3, eine wiederum essentiell negative Größe. Wenn daher der Maxwellsche Zustand $\frac{dH}{dt} = 0$ macht, entspricht dies nicht einem Minimum der Größe H, sondern einem, nach Boltzmannscher Auffassung, metastabilen Gleichgewichte: ein beliebiger Stoß, z. B. in der Richtung der abnehmenden oder konstanten H, macht $\frac{dH}{dt}$ weiterhin negativ und die Größe H schreitet ihrem definitiven Minimum entgegen [1]). Welches

[1]) Diese Abweichung muß von selber auftreten. Jede der Gruppen f und F verliert Molekeln durch die Zusammenstöße mit den übrigen Gruppen. Diese müssen kompensiert

dieses Minimum ist, läßt sich leicht einsehen. Sobald sämtliche Funktionen $f d\omega$ und $F_1 d\omega_1$ der Gleichung (28) gleich eins bezw. null sind, wird $\boldsymbol{H}$ ebenfalls gleich 0[1]). Wir haben dann erst den wahrhaft ungeordneten Zustand erreicht, bei welchem keine zwei Molekeln dieselbe Geschwindigkeit besitzen. Boltzmanns eigene Betrachtungen führen also dazu, das Maxwellsche Verteilungsgesetz als metastabil und daher nicht existenzfähig aufzugeben, und den wahrhaft ungeordneten Zustand als wirklich anzusehen.

Auf Seite 40f. gibt Boltzmann die dem $\boldsymbol{H}$-Theorem entsprechende Permutationsformel unseres Problems. Auch hieraus ersieht man, daß die Permutabilität erst dann ein richtiges Maximum ($n!$) erreicht, wenn in der Formel (35)

$$Z = \frac{n!}{(n_1 \omega)!\,(n_2 \omega)!\,(n_3 \omega)!\ldots}$$

sämtliche Größen $(n_1 \omega)$ usw. gleich 0 bzw. 1 gesetzt werden, was dem Fall entspricht, daß jedes Molekül seine eigene Geschwindigkeit hat. Das Maxwellsche Verteilungsgesetz würde eine, der Zahl $n!$ gegenüber, verschwindende Permutabilität liefern.

Man hätte dieses Resultat ohne weiteres aus der Form der H-Funktion folgern können. Wo $H = \int f l f d\omega + \int F_1 l F_1 d\omega_1$, während $\int f d\omega = n$ und $\int F_1 d\omega_1 = N_1$, kann man durch beliebige Verkleinerung der Geschwindigkeitszellen ($d\omega_1$ und $d\omega$) erreichen, daß sämtliche $f d\omega$ und $F_1 d\omega_1$ gleich eins oder null sind. Die Funktion H hat daher immer den Wert null[2]), bis einmal der unendlich unwahrscheinliche Fall auftritt, daß zwei oder mehr Molekeln innerhalb eines oder mehrerer der Intervalle $d\omega$ oder $d\omega_1$ gleiche Geschwindigkeiten haben: während der kurzen Zeit, daß dies zutrifft, wird $\boldsymbol{H}$ durch eine gebrochene Linie dargestellt, die alsbald wieder zur t-Achse zurückkehrt, um mit derselben bis zum folgenden Ausnahmefall verschmolzen zu bleiben. Die Häufigkeit dieser Aberrationen ist nicht unter Zahlen zu bringen, kann aber durch Vergrößerung der Feinheit des Gewebes der $d\omega\, d\omega_1$ beliebig herabgedrückt werden. Hiermit sind wir bei dem zweiten Teile unserer Betrachtungen angelangt.

werden durch die sogenannten Stöße entgegengesetzter Art. Die Gruppen, welche dieselben liefern sollen, sind entweder alle da, oder müssen entstehen. Ersteres ist jedoch unmöglich, da sie bei der vorausgesetzten molekularen Unordnung unendlicher Anzahl sind; bleibt also der zweite Fall, daß sie auf Kosten anderer Gruppen entstehen, wobei die Permutabilität zunimmt und die Ungleichungen (27a) gelten. Hiermit ist zugleich die Unmöglichkeit eines stationären Zustandes, sensu proprio, dargetan.

1) Wir vernachlässigen hier einfachheitshalber die fortwährend auftretende Konstante $\left(n\, l \cdot \frac{1}{d\omega}\right) + \left(N_1\, l \frac{1}{d\omega_1}\right)$.

2) Wiederum unter Vernachlässigung der Konstante $\left(n\, l \frac{1}{d\omega}\right) + \left(N_1\, l \frac{1}{d\omega_1}\right)$.

§ 2. Ich habe mich im vorigen Abschnitte ausdrücklich von einer Kritik der statistischen Methode ferngehalten, um dieselbe bei den folgenden Auseinandersetzungen an passender Stelle zur Geltung kommen zu lassen.

Wo wir bei den bekannten Problemen der Wahrscheinlichkeitsrechnung fast immer ohne allzu große Schwierigkeit eine Zählung der möglichen und günstigen Fälle vornehmen können, ist dies bei den sich auf Kontinua beziehenden unbestimmten Problemen der Mechanik ohne weitere Definitionen nicht möglich. Wo z. B. die Molekeln eines Gases Geschwindigkeitskomponenten besitzen, welche alle möglichen absoluten Werte zwischen 0 und einem maximalen Betrag (entsprechend dem Fall, daß eine Molekel die ganze Energie des Gases trägt und die anderen ruhen) haben können, da müssen wir, um eine Zählung verschiedener Fälle vornehmen zu können, ein Genauigkeitsintervall definieren. Die innerhalb eines Intervalls liegenden Werte werden dann als identisch betrachtet, und so können wir die Permutabilität des Wertsystems ermitteln, die selbstverständlich sich mit dem gewählten Genauigkeitsintervall ändert. Um dies durch ein Beispiel zu erläutern, denken wir uns ein Gas, dessen Molekeln alle möglichen Geschwindigkeitskomponenten zwischen $-v_{max}$ und $+v_{max}$ haben können und deren Gesamtenergie gegeben ist. Um den maximal permutablen Zustand zu ermitteln, denken wir uns die Reihe:

$$-\tfrac{1}{2}(n-1),\ -\tfrac{1}{2}(n-3),\ -\tfrac{1}{2}(n-5)\ \ldots -4,\ -3,\ -2,\ -1,\ 0,\ +1,\ +2,\ +3,\ +4,\ \ldots\ \tfrac{1}{2}(n-5),\ \tfrac{1}{2}(n-3),\ \tfrac{1}{2}(n-1)\ ^{1)}. \quad (a)$$

Die Summe der n Glieder ist 0. Die Summe der Quadrate dieser Zahlen ist:

$$\frac{2 \cdot \frac{1}{2}(n-1) \cdot \frac{1}{2} n \cdot (n+1)}{1 \cdot 2 \cdot 3} = \frac{n(n^2-1)}{12}.$$

Ist nun v^2 das mittlere Geschwindigkeitsquadrat eines Gases von n-Molekeln von der Masse m, so ist die Gesamtenergie $\frac{1}{2} n m v^2$. Wählen wir nun ein Genauigkeitsintervall von der Größe ν derart, daß

$$3 \cdot \frac{1}{12} n \cdot (n^2 - 1)\, m \nu^2 = \tfrac{1}{2} m n v^2,$$

also

$$\nu = v \sqrt{\frac{2}{(n^2-1)}},$$

so haben wir ein Cribrum von genügender Feinheit. Wo für ein Gas per cc n von der Ordnung 10^{20} ist und v in cm/sec von der Ordnung 10^5, so mag ein ν von der Ordnung

1) Einfachheitshalber haben wir n uneben gewählt: das analoge Verfahren für ebene n läßt sich leicht nachbilden.

10^{-15} befriedigend heißen. Wir beschränken uns also darauf, von jedem Molekül zu erforschen, wieviel ganze Einheiten von der Größe v seine Geschwindigkeitskomponenten zählen, wobei dieselben also in der gebräuchlichen Weise zu ganzen Zahlen abgerundet werden. Alle Zahlen von $-\sqrt{\frac{n(n^2-1)}{2}}$ bis $+\sqrt{\frac{n(n^2-1)}{2}}$ können auftreten.

Nimmt man nun für die Reihen der drei Komponenten dreimal die obige Reihe a an, so gibt dieselbe $(n!)^3$ verschiedene Zustände des Gases wieder und ersieht man leicht, daß hiermit der für das Genauigkeitsintervall v maximal permutable Zustand wiedergegeben ist. Denn jede andere Verteilung der $3n$ Zahlen, deren Quadratsumme gegeben ist, wird eine Wiederholung (oder deren mehrere) der selben Zahlen aufweisen müssen. Wählen wir z. B. für die n^e-Zahl in einer der Reihen statt $\frac{1}{2}(n-1)$ eine andere, größere, so bedingt die Summenkonstanz der Quadrate die Reduktion einer oder mehrerer der anderen Zahlen, also das Auftreten einer Wiederholung, wodurch bekanntlich die Permutabilität beträchtlich herabgedrückt wird. Der oben wiedergegebene Zustand ist nun für gerade, zentrale Stöße zwischen den kugelförmig gedachten Molekülen, wobei nur eine Vertauschung der Zahlen in jeder der drei Reihen selber stattfindet, stabil. Jeder nichtkompensierte Stoß anderer Art jedoch verwandelt ihn, wie man leicht einsieht, in einen weniger permutablen. Wir haben hiermit also ein Beispiel gegeben, wie höchste Permutabilität mit großer Instabilität zusammentreffen kann. — Würde man dagegen das Cribrum noch viele Male feiner wählen, so tritt der Fall auf, daß es eine mit jener Feinheit zunehmende Anzahl von Verteilungen gibt, die ebenfalls die Maximalpermutabilität $[(n!)^3]$ besitzen, wozu dann zugleich sich die Eigenschaft gesellt, daß eine dieser Verteilungen durch vielartige Zusammenstöße nicht in ihrer Permutabilität getroffen wird, sondern in eine andere maximal-permutable $[(n!)^3]$ verwandelt wird. Wählt man das Cribrum unendlich fein, so ergibt sich das Resultat, welches auch ohne arithmetische Überlegungen gefunden werden kann, nämlich daß der vollständig ungeordnete Zustand, von dem sich nichts weiteres sagen läßt, als durch die Grundgleichungen der Mechanik und die postulierten Eigenschaften der Molekeln ausgedrückt wird, der meist permutable und stabile ist. Er ist es, welcher sich zu allen anderen Ausnahmefällen verhält wie die Gesamtheit aller Zahlen zu derjenigen der Rationalzahlen z. B.; eine Abzählung hat in solchen Fällen keinerlei Bedeutung und führt daher nur zu Paradoxen, wie jeder Verstoß gegen die Mengenlehre. — Letzteres ist, trotz vielfacher Kritik, wie z. B. die eines Bertrand [1]), bei der Ausarbeitung der Gastheorie nicht genügend beachtet. Den, in des letztgenannten mit Boltzmann geführter Polemik [1]), signalierten Grundfehler findet man noch in dem von Boltzmann bearbeiteten einschlägigen Abschnitt der Enzyklopädie der math. Wissenschaften [2]) (Bd. 5, 1, Heft 4, Seite 517), nachdem dem scharfsinnigen Skeptiker auf Seite 507 sogar Unkenntnis betreffs der späteren Maxwellschen Arbeiten vorgeworfen ist, ohne weiteres behauptet. Außerdem wird in sämtlichen Abhandlungen ohne mehr der von Clausius zuerst eingeführte Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Richtung $\left(\frac{d\psi\, d\varphi \sin\varphi}{4\pi}\right)$ benutzt, ohne daß man sich mit den Bertrandschen [3]) Paradoxen abgefunden hat. Die mit Hilfe dieses Ausdrucks und des Maxwellschen Gesetzes abgeleiteten Zahlenwerte von verschiedenen charakteristischen Konstanten der Gastheorie können demnach kein Vertrauen einflößen. —

1) Comptes Rendus **122**, 1896.

2) Vgl. auch „Gastheorie", Bd. I, S. 40. Es wird hier übersehen, daß sämtliche Zellen eine Kugel vom Radius v_{max} bilden, und daher eine unrichtige Definition der gleichmöglichen Fälle gegeben.

3) Calcul des Probabilités, 2. Aufl. 1907, S. 4—7 (Abdruck der 1. Aufl. von 1889). Man vgl. auch Poincaré, Calcul des Probabilités, 1896, S. 94—130.

(Eingegangen 12. Dezember 1908.)

Zur Theorie der Kreiselräder.

Von R. v. Mises.

1. Erfolgt die stationäre Bewegung einer idealen, inkompressiblen Flüssigkeit derart, daß sämtliche Stromlinien auf den mit der Winkelgeschwindigkeit ω um die z-Achse eines Zylinderkoordinatensystems rotierenden Flächen einer Schar

$$\varphi = f(r, z) + \text{konst.} \tag{1}$$

verlaufen, so gilt für die Stromfunktion $\psi(r, z)$ die Differentialgleichung [1]):

$$\begin{aligned} \psi_{rr}(1 + r^2 f_z^2) + \psi_{zz}(1 + r^2 f_r^2) - 2\psi_{rz} r^2 f_r f_z \\ - \psi_z r (r f_{rr} f_z - r f_{rz} f_r + f_r f_z) + \\ + \psi_r r \left(r f_{rz} f_z - r f_{zz} f_r + f_z^2 - \frac{1}{r^2}\right) = \\ = r^2 [F(\psi) + 2\omega f_z]. \end{aligned} \tag{2}$$

Dabei bedeuten die Indizes r, z die partielle Differentiation der Funktionen ψ und f nach den Koordinaten. F ist eine willkürliche Funktion von ψ, die im wesentlichen die Verteilung der zu den f-Flächen senkrechten Wirbelkomponente über die Stromlinien bestimmt. Setzt

1) Die Ableitung vgl. in meiner „Theorie der Wasserräder", Leipzig 1908, S. A. a. d. Zeitschr. f. Math. u. Phys. 57, 25.

man zur Abkürzung das Geschwindigkeitsmoment

$$r(f_r \psi_z - f_z \psi_r) + r^2 \omega = m, \qquad (3)$$

so erhält Gl. (1) die Form:

$$\psi_{rr} + \psi_{zz} - \frac{1}{r}\psi_r + r(f_r m_z - f_z m_r) = r^2 F(\psi). \qquad (4)$$

Die Gl. (2) bzw. (4) ergibt sich unmittelbar durch Anwendung der Helmholtzschen Wirbelsätze auf die in Rede stehende Bewegungsform. Die Gleichung besagt, daß der Quotient der zur Fläche senkrechten Wirbelkomponente durch den unendlich kleinen Abstand zweier Nachbarflächen — und dies ist bis auf einen konstanten Faktor die Wirbelstärke — auf jeder Stromlinie konstant bleibt. Die irgendeiner Lösung von (2) entsprechende Schar von Rotationsflächen $\psi(r, z) =$ konst. schneidet eine f-Fläche in einer möglichen Schar von Stromlinien. Den Spezialfall $f =$ konst., $\omega = 0$, $F = 0$ hat bekanntlich Stokes[1]) untersucht.

Gl. (2) stellt die einzige Folgerung dar, die aus dem Eulerschen Ansatz über den Stromlinienverlauf der oben gekennzeichneten Bewegung gewonnen werden kann, wofern man Differentiationen der Geschwindigkeit und des Druckes nur nach Richtungen gestattet, die die f-Flächen tangieren. Läßt man diese Voraussetzung fallen, fordert aber dafür, daß die Geschwindigkeit im ganzen Raum von φ unabhängig, d. h. nur eine Funktion von r und z sei, so muß zwischen f, n, ψ noch die weitere Gleichung bestehen[2]):

$$\psi_r m_z - \psi_z m_r = Kr, \qquad (5)$$

mit K als Konstanten. Elimination von f aus (3), (4) und (5) ergibt die Gleichung, die mit (5) zusammen die Funktionen ψ und m bestimmt:

$$\left(\psi_z \frac{\partial}{\partial r} - \psi_r \frac{\partial}{\partial z}\right)\left(\frac{1}{r^2}\psi_{rr} + \frac{1}{r^2}\psi_{zz} - \frac{1}{r}\psi_r\right) = \\ = -\frac{2 m m_z}{r_2} \qquad (6)$$

Jeder Lösung von (5), (6) entspricht eine stationäre Bewegung mit axial symmetrischer Geschwindigkeitsverteilung, deren Stromlinien auf den Rotationsflächen $\psi =$ konst. verlaufen und deren absolutes Geschwindigkeitsmoment gleich m ist. Zu jeder Annahme über $F(\psi)$ liefert im allgemeinen Gl. (4) eine Schar rotierender Führungsflächen $f - \varphi =$ konst.

2. Das Laufrad einer Turbine oder einer Kreiselpumpe enthält an seinem ganzen Umfange eine Reihe kongruenter, symmetrisch um die Achse angeordneter Durchgangsräume, die von den Radkränzen und den „Schaufeln" begrenzt werden. Sieht man von etwaiger Ungleichförmigkeit in der Zu- und Fortleitung des Wassers ab, so kann man für den stationären Betriebszustand eines mit vollgefüllten Kanälen arbeitenden Rades annehmen, daß die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Schaufelräume in allen Meridianschnitten und in jedem Augenblick annähernd dieselbe ist. Dies wird um so mehr zutreffen, je dichter die Schaufeln gestellt sind und je geringer ihre Dicke im Vergleich zum freien Querschnitt ist. Wäre also die benetzte Oberfläche der Radteile völlig glatt und das Wasser frei von aller Zähigkeit, so würde man jedenfalls ein annäherndes Bild der Strömung durch Heranziehung unserer Gl. (2) und Identifizierung der f-Flächen mit den Schaufelflächen erhalten; dabei tritt die Funktion F als Unbekannte auf. Es soll hier nun die Hypothese[1]) verwendet werden, daß sich bei jeder turbulenten Strömung zäher Flüssigkeiten — und mit einer solchen hat man es hier zu tun — eine Grundbewegung herausschälen läßt, die von kleinen Pulsationen überlagert wird und auf die sich die Gleichungen für ideale Flüssigkeit annähernd anwenden lassen, sobald über eine gewisse Funktion — in unserem Falle F — geeignet verfügt wird. Daraus ergibt sich der Standpunkt, daß die Integration der Gl. (2) das Problem löst, vor das sich der Turbinenkonstrukteur in der Praxis häufig gestellt sieht: Die in einem Rade zu erwartende Strömung angenähert voraus zu berechnen. Als zur Berechnung erforderliche Daten ergeben die Untersuchungen über das Randwertproblem[2]) von (2): Kenntnis der Schaufelflächen, der Radkranzprofile, und der Normalkomponente der Ein- und Ausströmgeschwindigkeit. Die Aufsuchung partikulärer Lösungen von (2)[3]) sowie ein allgemeines Verfahren zur graphischen Integration[4]) in Form eines unmittelbaren Skizzierens der Stromlinien wird in meinem Buche ausführlich behandelt.

Die hier und im folgenden dargelegte, der Hauptsache nach schon bei früherer Gelegenheit[5]) angedeutete, Auffassung steht in vollem Widerspruch zu den Ergebnissen des Herrn H. Lorenz[6]), dem man die Anregung und Formulierung des zu Gl. (2) führenden Problems verdankt. Dagegen läßt sich Gl. (2) ableiten[7]), sobald man von dem Ansatz ausgeht, den Herr A. Stodola[8]) unter Verwendung der von Herrn H. Lorenz eingeführten „Zwangsbeschleunigung" entwickelt, und Herr R. Löwy[8]) neuerdings dargestellt hat. Wenn ich somit die unter

1) On the Steady Motion of Incompressible Fluids, Papers I, S. 1.
2) Th. d. Wasserräder, S. 29.

1) Ebenda S. 20 u. 62, vgl. ferner meinen Vortrag „Über die Probleme der technischen Hydromechanik", Jahresber. d. deutsch. Mathem. Ver. 1908, S. 319.
2) Th. d. Wasserräder, § 5—8.
3) Ebenda S. 27.
4) Ebenda S. 102 ff.
5) Diese Zeitschr. **8**, 314, 1907.
6) Diese Zeitschr. **8**, 139, 1907.
7) Die Ableitung ist angedeutet in Th. d. Wasserräder, S. 32.
8) Zeitschr. f. d. ges. Turbinenwesen 1907, S. 174.

Punkt 2 meiner Bemerkungen[1]) erhobenen Einwände gegen die prinzipielle Einführung der „Zwangsbeschleunigung" fallen lassen darf, kann ich gegenüber den Ableitungen (P. 3 meiner Bemerkungen) und sämtlichen Ergebnissen (P. 4 und 5) der Lorenzschen Theorie meinen Standpunkt nicht ändern.

3. Während nun die theoretische Hydromechanik für die Berechnung der Strömung in einem gegebenen Rade — unter Verwendung unserer oben angedeuteten Hypothese über die Reibung — die erforderlichen Hilfsmittel bietet, gibt sie noch keine erschöpfende Antwort auf die Frage nach der zweckmäßigsten Gestaltung des Rades. Eine solche Antwort müßte naturgemäß von einer genauen Analyse der Reibungsvorgänge im Wasser ausgehen. Hierüber stehen jedoch bisher nur eine Reihe wertvoller Einzel-Erfahrungen zu Gebote, die den Praktiker bei der Formgebung leiten. Will man innerhalb des so umgrenzten Gebietes eine Auswahl treffen, so kann man vielleicht von dem in der Technik oft verwendeten Gedanken Gebrauch machen, solche Formen auszuzeichnen, die sich bequem berechnen lassen; d. h. in unserem Falle, solche Schaufelflächen benützen[2]), für die einfache partikuläre Lösungen von (2) angebbar sind. Doch liegt ein Erfolg in dieser Richtung bisher nicht vor. Jedenfalls zeigen die von Herrn Reichel an einer Lorenz-Turbine vorgenommenen Versuche[3]), daß die hier verwendeten Annahmen $f_z = 0$, $\psi = r^2 z$ die Vorteile der in der Praxis üblichen Bauarten bei weitem nicht erreichen.

Vielleicht findet der folgende Gesichtspunkt Beachtung von seiten der Praktiker. Grashof hat gelegentlich die Forderung ausgesprochen, das Wasser sollte an jeder Stelle der Schaufel gleich viel sekundliche Arbeit leisten oder aufnehmen, d. h. es sollte die zeitliche Änderung des Geschwindigkeitsmomentes n im ganzen Gebiet konstant sein. Diese Bedingung ist aber (bei Vernachlässigung der Schwerkraft des Wassers im Rade) identisch[4]) mit dem Inhalt unserer Gl. (5). Also müßten die Schaufeln so konstruiert werden, daß zwischen ihnen — bei entsprechenden Zu- und Abflußverhältnissen — eine axial-symmetrische Geschwindigkeitsverteilung möglich ist. Bedenkt man, daß eine derartige Formgebung eine Verminderung der auf jedem Parallelkreis tatsächlich vorhandenen Geschwindigkeitsschwankungen zwischen den beiden Wänden eines Turbinenkanals und damit vielleicht eine Verminderung der Turbulenzverluste zur Folge haben dürfte, so empfiehlt es sich somit in zweifacher Hinsicht, die Schaufelflächen als Lösung des Gleichungssystems (3), (4), (5) zu wählen. Beipiele[1]) für derartige „Grashofsche Schaufeln" sind in meinem Buche angeführt; doch müßten erst eingehendere Untersuchungen zeigen, wie weit sich die Integrale von (3), (4), (5) den empirisch als wertvoll erkannten Gesichtspunkten anpassen lassen.

4. Das Problem der Stromlinienermittlung, das durch Gl. (2) gelöst wird, ist nur bei gewissen Formen hydraulischer Turbinen und Pumpen, die mit größerer Eintrittsbreite ausgeführt werden, aktuell. In den meisten anderen Fällen, insbesondere bei Dampfturbinen, gewinnt man einen für die nächsten Bedürfnisse der Praxis hinreichenden Einblick in die Bewegungsverhältnisse unter Anwendung der sog. Stromfadentheorie. Allgemein hat die Theorie der Kreiselräder noch die Frage zu beantworten, wie sich das von der Flüssigkeit auf das Rad ausgeübte Drehmoment M, bzw. die sekundlich abgegebene Leistung L berechnen. Ohne irgendeine Einschränkung über die Natur der Flüssigkeit, ihre Zähigkeitseigenschaften usf. lassen sich hier zwei Integralsätze (7) und (9) aussprechen[2]); sie sind auf ein, von keinem festen Körper durchsetztes Flüssigkeitsvolumen V anzuwenden, zu dessen Begrenzung außer allen wirksamen Teilen des Rades eine willkürlich gewählte Oberfläche O gehört. Es mögen bezeichnen: ϱ, c, p, h spez. Masse, Geschwindigkeit, Überdruck (über die Atmosphäre) und vertikale Höhe eines Teilchens, M_G, M_P Moment des in V enthaltenen Flüssigkeitsgewichtes, bzw. der Spannungen auf O, L' die von den Zähigkeitsspannungen auf O geleistete Arbeit, U den sekundlichen Energieverlust innerhalb V, schließlich dQ die durch ein Element dO sekundlich eintretende Flüssigkeitsmasse. Dann lautet zunächst der Flächensatz:

$$M = M_G + M_P - \int \frac{\partial}{\partial t}(\varrho n)\, dV + \int n\, dQ, \quad (7)$$

ferner, wenn man H, die „Strömungsenergie der Gewichtseinheit" (auch „hydraulische Höhe"), durch die Gleichung

$$H = \frac{c^2}{2g} + h + \int \frac{dp}{g\varrho} \quad (8)$$

einführt, der Energiesatz:

$$M\omega = L = -g \int \frac{\partial}{\partial t} \varrho \left(H - \frac{p}{g\varrho}\right) dV + g \int H\, dQ - L' - U) \quad (9)$$

Die Integrale über dQ sind auf die ganze Oberfläche O zu erstrecken, die Volumintegrale, deren Integrand an den Radwänden nicht definiert ist, durch stetige Fortsetzung gegen diese Wände zu bilden, das Integral in (8) ist auf

1) Diese Zeitschr. 9, 858, 1908.
2) Th. d. Wasserräder, S. 113.
3) Zeitschr. f. d. ges. Turbinenwesen 1908, S. 293 u. 312.
4) Th. d. Wasserräder, S. 115.

1) Ebenda S. 117—120.
2) Die Gl. (7) bis (9) sind Ausdehnungen der ebenda § 9 und 10 für inkompressible Flüssigkeiten abgeleiteten Sätze.



einen momentanen Stromfaden zu beziehen, wofern nicht überhaupt ϱ Funktion von p allein ist. Für den Momentansatz (7) wählt man passend O als Rotationsfläche, die das Laufrad unmittelbar gegen außen abschließt (Ein- und Austrittsfläche des Rades); es hat dann M_G lediglich für vertikale „Wasserräder" im engern Sinn Bedeutung und M_P, das jetzt nur durch Tangentialspannungen bedingt ist, verschwindet näherungsweise wenigstens bei größeren Durchflußmengen Q[1]). Für den Energiesatz (9) lassen wir V aus dem vollen durch das Rad gehenden Flüssigkeitsstrom bis zu zwei entsprechend gewählten Querschnitten im Ober- und Unterlauf bestehen; es wird dann L' klein gegen U.

Im stationären Betriebszustand verschwinden die Volumintegrale in (7) und (9), wenn man die durch die Periodizität der Schaufeln bedingten Schwankungen als klein ansieht, und für alle Größen die über eine Periode erstreckten Mittelwerte nimmt. Setzt man ferner $\int H dQ = \overline{H} \cdot Q$ und zerlegt $\int m dQ$ in zwei, dem Ein- und Austritt der Stromfäden entsprechende Teile $(\overline{m}_1 - \overline{m}_2) Q$, so hat man für (7) und (9) zu schreiben:

$$M = Q(\overline{m}_1 - \overline{m}_2), \qquad (7')$$

$$L = gHQ - U. \qquad (9')$$

Bei Francis-Turbinen, Kreiselpumpen und Schleuder-Gebläsen bewährt sich die Annahme, daß die Strömung im Laufrade, sowie die in seiner nächsten Umgebung — von dem schmalen Spalt zwischen Lauf- und Leitrad abgesehen — bei verschiedenen stationären Zuständen (mit nicht zu kleinem Q) ähnlich bleibt[1]). Demgemäß ist $\overline{m}_1$ dem Q proportional und $\overline{m}_2$ besteht aus einem dem Q und einem dem ω proportionalen Glied. Ferner darf für $\frac{U}{Q}$ ein in Q, ω homogen quadratischer Ausdruck gesetzt werden[2]). Man erhält so aus (7') und (9') die beiden Gleichungen

$$H = a Q^2 + 2 b Q \omega + c \omega^2, \qquad (10)$$

$$M = a' Q^2 + 2 b' Q \omega \qquad (11)$$

mit a, b .... als Konstanten. Die Gl. (10) stellt in den Koordinaten $\frac{Q}{\sqrt{H}}$, $\frac{\omega}{\sqrt{H}}$ einen Kegelschnitt, die sog. „Hauptcharakteristik" des Rades dar, die für Francis-Turbinen ein Ellipsenbogen, für Kreiselpumpen ein Hyperbelast ist. Aus dem Vergleich mit experimentell ermittelten Charakteristiken gewinnt man die Grenzen für die Zulässigkeit der eingeführten

1) Ebenda S. 82.
2) Ebenda S. 82.

Annahmen[1]). — Bei Pumpen und Gebläsen, die in eine horizontale Leitung fördern, ist, den Widerständen in dieser entsprechend, die „Förderhöhe" $(-H)$ dem Q^2 proportional zu setzen; man erhält damit aus (10) die durch Versuchsergebnisse bestätigte Beziehung, daß Fördermenge und Tourenzahl einander proportional wachsen.

Als Freistrahl- oder Aktionsturbine bezeichnet man ein Laufrad, in dem die Relativgeschwindigkeit der durchströmenden Flüssigkeit sich nicht wesentlich ändert. Man erhält dann für (7')

$$M = Q(a \overline{m}_1 + b \omega),$$

wobei $\overline{m}_1$ nur von Q, aber nicht von ω abhängt. Bei Freistrahl-Wasserrädern, bei denen $\overline{m}_1$ dem Q proportional ist, solange die Zuflußverhältnisse unverändert bleiben, wächst tatsächlich $\frac{M\omega}{Q}$ linear mit Q bei konstantem ω. Das an Aktions-Dampfturbinen beobachtete lineare Anwachsen des Dampfverbrauches Q mit der Leistung deutet darauf hin, daß $\overline{m}_1$ hier nur wenig veränderlich ist.

Die Strömung in den Düsen und Schaufelräumen der Dampfturbinen lassen sich annähernd als adiabatisch ansehen; der Einfluß der Wärmeleitung, der Wärmeerzeugung durch Reibung usw. darf zunächst unberücksichtigt bleiben. Eine einfache Überlegung lehrt dann, daß bei den in der Praxis vorliegenden Verhältnissen, die Geschwindigkeit an irgendeiner Stelle des Stromfadens wesentlich von dem anfänglichen Dampfzustand, und nur in geringem Maße von der Durchflußmenge abhängt. Es bleibt somit bei unveränderlichem Dampfzustand vor der Düse bezw. dem Leitrad zunächst $\overline{m}_1$, dann bei konstantem ω auch $\overline{m}_2$ von Q unabhängig und man erhält aus (7') die durch Versuche bestätigte Folgerung, daß die ans Rad abgegebene Leistung dem Dampfverbrauch proportional ist. Über die Veränderlichkeit mit ω liegen ausreichende Versuche nicht vor.

Eine erfolgreiche Anwendung der Gl. (7) und (9) auf die in offenem Strom arbeitenden Kreiselräder, wie Schiffsmühlen, Windmotoren, Schraubenventilatoren ist bisher nicht gelungen. Man hat es hier teils mit den Annahmen versucht, die zu den Gl. (10) und (11) führen, teils mit Anschauungen vom „Stoß" der Luftsäule gegen die Schaufeln operiert, die in der Propellertheorie üblich sind.

1) Ebenda S. 90—95.

Brünn, 14. Dezember 1908.

(Eingegangen 23. Dezember 1908.)

BESPRECHUNGEN.

A. Miethe, Dreifarbenphotographie nach der Natur nach den am Photochemischen Laboratorium der Technischen Hochschule zu Berlin angewandten Methoden. Zweite Auflage. gr. 8. VIII u. 82 S. Mit einem Dreifarbendruck und neun Abbildungen. (Encyklopädie der Photographie. Heft 50.) Halle a. S., W. Knapp. 1908. M. 2.50

Verfasser hat sich bekanntlich dadurch große Verdienste um die Farbenphotographie erworben, daß er eine Methode der Dreifarben-Synthese ausgearbeitet und vervollkommnet hat, bei der nacheinander drei Einzelaufnahmen durch Grün-, Rot- und Blaufilter gemacht werden und die Diapositive dieser Bilder im Chromoskop oder Projektionsapparat unter Zwischenschaltung der gleichen Filter aufeinander geworfen werden. Verfasser gibt in den ersten 4 Kapiteln eine ausführliche Beschreibung dieser Methoden und führt im 5. Kapitel verschiedene Dreifarbendruckverfahren an. Neben dem Lumièreschen Farbenkornrasterverfahren gibt die Methode des Verfassers die schönsten farbigen Photographien. Für jeden, der sich mit dem Dreifarbenverfahren beschäftigt, wird dieses Buch unentbehrlich sein.

Riesenfeld.

F. Stolze, Photographisches Lexikon. gr. 8. VI u. 201 S. (Encyklopädie der Photographie. Heft 61.) Halle a. S., W. Knapp. 1908. M. 4.50

Die in der Photographie vorkommenden Stichworte sind alphabetisch zusammengestellt und bei jedem ist eine kurze, sinngemäße Erklärung hinzugefügt. Bei Begriffen, die sich in Kürze nicht vollständig beschreiben lassen, ist auf ausführliche Werke verwiesen, die im Knappschen Verlage erschienen sind.

Riesenfeld.

J. M. Eder, Rezepte und Tabellen für Photographie und Reproduktionstechnik, welche an der k. k. Graphischen Lehr- und Versuchsanstalt in Wien angewendet werden. VII. Auflage. gr. 8. XVIII u. 233 S. Halle a. S., W. Knapp. 1908. M. 3.—

Daß schon wieder eine Neuauflage der „Rezepte und Tabellen" nötig war, zeigt, wie begehrt dieses Büchlein ist. Verfasser hat mit der gewohnten Sorgfalt, wie die früheren Auflagen, so auch diese wieder „verbessert und vermehrt". Die nächste Auflage, die ja zweifellos bald folgen wird, würde der Referent zur Abwechslung gern einmal „verbessert und gekürzt" sehen, da er beim Durchblättern, besonders der Tabellen, neben vielem Wertvollen auch manches Entbehrliche gefunden hat.

Riesenfeld.

C. v. Zamboni, Anleitung zur Positiv- und Negativ-Retouche. Dritte Auflage. gr. 8. VI u. 48 S. mit 5 Tafeln. Halle a. S., W. Knapp. 1908. M. 2.40

Das Buch beschäftigt sich hauptsächlich mit Porträt- nebenbei auch mit Landschaft-Retouche und Aquarellmalerei von Photogrammen. Es mag für den Berufsphotographen, vielleicht auch für manchen Amateur ganz wertvoll sein, für den wissenschaftlichen Photographen bietet das Buch kein Interesse.

Riesenfeld.

Tagesereignisse.

Der Verband Deutscher Elektrotechniker hält in der Zeit vom **2.—5. Juni** in Köln a. Rh. seine XVII. Jahresversammlung ab. Der Gewohnheit der letzten Jahre entsprechend, wird auf jeder Versammlung ein besonderes Thema behandelt, und zwar diesmal „Dampfturbinen und Turbodynamos".

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Paris Major Renard für Probleme der Luftschiffahrt, an der Technischen Hochschule zu Hannover Dr. Ing. Otto Willkomm für mechanische Technologie der Faserstoffe, an der Universität Kiel Dr. H. Kahn für Physik.

Ernannt: Der Professor der Physik an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Johannes Stark zum ord. Professor für Experimentalphysik an der Technischen Hochschule Aachen (an Stelle des †Geh.-Rat Adolf Wüllner), der Betriebsingenieur Christian Prinz zum etatmäßigen Professor für Werkzeugmaschinen und Fabrikbetrieb an der Technischen Hochschule in Danzig.

In den Ruhestand: Der Professor der Physik am Collège de France in Paris Maurice Lévy.

Gestorben: Der Präsident der Dänischen Gesellschaft der Wissenschaften Professor der Chemie Dr. Julius Thomsen in Kopenhagen, der ehemalige ord. Professor für Praktische Geometrie an der Technischen Hochschule Wien Dr. Anton Schell, der Professor für analytische Mechanik, Maschinenbau und Geophysik an der Universität Gent Dr. J. Massau.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 5. 1. März 1909. 10. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 6 am 8. März 1909.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Strahlenverteilung an radioaktiven Körpern.

(2. Mitteilung.)

Von H. Greinacher.

Unlängst habe ich über die eigenartige Strahlenverteilung berichtet, die man an radioaktiven Körpern von prismatischer Form beobachtet[1]). Der Grundversuch bestand in folgendem: Auf eine photographische Platte wurde ein Prisma aus metallischem Uran gesetzt. Man erhielt sodann nach eintägiger Exposition eine Photographie, welche die Besonderheit der Strahlenverteilung in typischer Form erkennen ließ. Aus Fig. 1, welche hier nochmals reproduziert sei, ist zunächst eine gleichmäßige Schwärzung unter der Grundfläche des Prismas zu ersehen (in der Reproduktion weiß!). Sodann zeigt sich die charakteristische Eigentümlichkeit, daß die Umgebung ungleichmäßig beeinflußt ist, im besonderen vor den Ecken einen strahlenarmen Raum aufweist. Diese Erscheinung war um so auffallender, als man zum vornherein eher eine stärkere Schwärzung vor den Ecken erwarten sollte. Kommen doch an dieser Stelle die Strahlen von zwei Seitenflächen zugleich zur Wirkung.



Fig. 1.

Im speziellen ist aus der Figur noch zu entnehmen, daß der Effekt um so ausgeprägter ist, je spitzer die Ecke ist. Wird der Winkel stumpfer, so treten auch mehr Strahlen in den Raum vor der Ecke, bis natürlich bei 180^0 jeder Unterschied verschwinden muß.

Um der Erklärung der genannten Erscheinung näher zu treten, habe ich seinerzeit eine Reihe von Versuchen ausgeführt. Es wurde vor allem festgestellt, daß der Effekt auf das Verhalten der β-Strahlen zurückzuführen ist. Die α-Strahlen konnten schon insofern nicht in Betracht fallen, als diese, wie Rutherford[1]) nachwies, gerade die entgegengesetzte Erscheinung, nämlich wie zu erwarten, eine stärkere Schwärzung vor den Ecken hervorrufen. Ferner ist zu bemerken, daß der von mir beobachtete Effekt auch bestehen bleibt, wenn man zwischen Uran und Platte Schichten von einer Dicke dazwischen bringt, welche die α-Strahlen längst absorbieren. Daß es sich speziell um β-Strahlen und nicht um γ-Strahlen handelte, wurde des weiteren durch die magnetische Ablenkung des „Flächeneffektes" gezeigt.

Ich habe in meiner Arbeit u. a. auf die große Ähnlichkeit der Erscheinung mit einer Totalreflexion hingewiesen. Würde man etwa ein Glasprisma, das in seiner ganzen Masse phosphoreszierte, auf eine photographische Platte setzen, so ließe sich in der Tat ein der Fig. 1 ähnliches Bild erhalten. Ein großer Teil der Strahlen würde total reflektiert, so daß vor den Ecken sich ebenfalls ein strahlenarmer Raum befände. Obschon nun diese Erscheinung für

1) Diese Zeitschr. 9, 385, 1908.

1) E. Rutherford, Le Radium 3, 257, 1906.



die Erklärung des Flächeneffekts kaum in Betracht kommen kann, so möchte ich doch der auffallenden Analogie halber einige Versuche über diesen Gegenstand mitteilen.

Ich habe bereits früher erwähnt, daß man den „Flächeneffekt" auch sehr schön mit Prismen, die zu gleichen Teilen aus Uranoxyd und Gips bestehen, erhält. In analoger Weise habe ich nun auch Prismen aus Gips mit einem Zusatz von Balmainscher Leuchtfarbe hergestellt. Wenn man diese zur Phosphoreszenz erregte und auf die Platte brachte, so erhielt man ein dem Flächeneffekt durchaus analoges Bild. Um zu zeigen, daß es sich hier um Lichtstrahlen handelte, wurde bei Fig. 2 die Hälfte des Prismas durch Aluminiumfolie von 0,003 mm Dicke verdeckt.



Fig. 2.

In der Tat wurden durch diese dünne Schicht die Strahlen bereits vollständig zurückgehalten. Im übrigen ist die große Ähnlichkeit mit dem „Flächeneffekt" zu erkennen. Selbst der früher erwähnte Unterschied zwischen spitzen und stumpfen Ecken ist derselbe. Beachtenswert ist immerhin, daß bei dem Leuchtprisma die Begrenzung des strahlenarmen Raums, wie es einer Totalreflexion an gut geschliffenen Flächen entspricht, schärfer ist, als im Falle der Uranprismen.

Auch folgender Versuch zeigte, daß es sich hier um Lichtstrahlen handelte. Das Leuchtprisma wurde vor eine vertikal angebrachte photographische Platte hingestellt (Fig. 3). Man

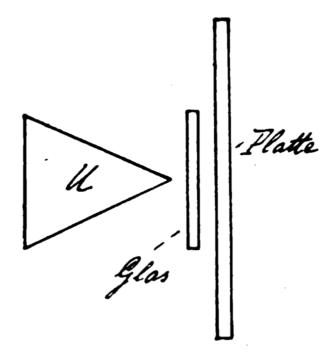


Fig. 3.

erhielt dann gegenüber der Kante des Prismas einen vertikalen hellen Streifen, ganz ähnlich, wie im Falle der Uranoxydprismen (vgl. Fig. 8). Wenn man nun zwischen Platte und Kante ein Glasplättchen von etwa 1 mm Dicke stellte (Fig. 3), so erhielt man infolge der optischen Brechung im Plättchen einen schmäleren Streifen. Bei den Uranprismen wird, wie früher mitgeteilt, die Breite des Streifens durch dazwischen gebrachte Schichten nicht beeinflußt.

Es sei hier erwähnt, daß der auf Totalreflexion beruhende Effekt seinerzeit bereits von Radebolt[1]) am phosphoreszierenden Flußspat beobachtet worden ist. Was an den vorliegenden Versuchen etwa bemerkenswert erscheinen dürfte, ist jedoch der Umstand, daß die Erscheinung selbst bei undurchsichtigen Substanzen wie Gips auftritt. Da aber hier wie dort die hellen Ecken eine Totalreflexion manifestieren, so ist daraus zu entnehmen, daß die Leuchtprismen doch bis zu einer namhaften Tiefe phosphoreszieren und daß das Phosphoreszenzlicht von innen heraus, wenn auch unter starker Absorption, kommt. In der Tat ließ sich auch beim Durchbrechen eines phosphoreszierenden Prismas eine leuchtende Schicht von schätzungsweise $^1/_2$ mm Dicke erkennen.

Schließlich ließ sich der Nachweis, daß wirklich die aus dem Innern kommenden Strahlen den Effekt der strahlenarmen Ecken erzeugen, direkt erbringen. Ein Aluminiumprisma wurde mit einer dünnen Schicht Gips-Leuchtfarbe überzogen. Es zeigte sich, daß man jetzt vier Stunden exponieren mußte (bei gleicher vorhergegangener Belichtung), um eine Schwärzung von derselben Intensität zu bekommen. Schon dieser Umstand deutete darauf hin, daß im früheren Fall auch noch Strahlen aus dem Innern mitgewirkt haben mußten. Fig. 4 zeigt nun weiter, daß die hellen Ecken nicht nur



Fig. 4.

verschwunden sind, sondern daß die Strahlenverteilung geradezu die umgekehrte geworden ist. Vor der Ecke ist die Platte stärker geschwärzt. Dieses Resultat erklärt sich eben ungezwungen durch den Umstand, daß es sich hier im wesentlichen nur um Strahlen, die von der Oberfläche ausgehen, handelt. Vor jeder Ecke kommen aber Strahlen zweier Flächen zugleich hin und erzeugen so eine kräftigere Schwärzung. Bei massiven Leuchtprismen überwiegen die aus dem Innern kommenden Strahlen bei weitem die der Oberfläche, so daß der auf

1) W. Radebolt, Dissertation. Rostock 1903.

Totalreflexion beruhende Effekt den andern vollständig überdeckt.

Die verschiedenen Erklärungsmöglichkeiten, die seinerzeit für den „Flächeneffekt" herangezogen wurden, sollen hier nicht wiederholt werden. Es sei nur kurz erwähnt, daß seinerzeit die Vermutung ausgesprochen wurde, daß die Erscheinung mit dem Verhalten der Sekundärstrahlen im Zusammenhange stehe. Ließ sich doch zeigen, daß die von den γ-Strahlen des Radiums erzeugten Sekundärstrahlen den Effekt in gleicher Weise hervorrufen können, wie sonst die Uranstrahlen. Ich habe im speziellen darauf hingewiesen, daß die Erscheinung sich ohne Schwierigkeit erklären ließe, sofern man über die Richtung der Sekundärstrahlen bestimmte Annahmen macht. Es würde zur Erklärung genügen, wenn die Sekundärstrahlen hauptsächlich in Richtung ev. auch entgegengesetzt dem erzeugenden primären Strahl verlaufen. Ich habe in der Folge verschiedene Versuche ausgeführt, um diese zunächst willkürliche Annahme experimentell zu prüfen. Da ich jedoch zu keinem eindeutigen Resultat gekommen bin, so sollen jene übergangen werden. Jedoch möchte ich gerne einen Versuch erwähnen, welcher zeigt, daß auch die entgegengesetzt zum primären Strahl verlaufenden Sekundärstrahlen den Flächeneffekt erzeugen können.

In einen Bleizylinder von 3,5 mm Wanddicke wurde ein Radiumpräparat von der Aktivität 20000 gebracht. Direkt am Bleizylinder stand mit abgewandter Schichtseite die photographische Platte (Fig. 5). Dieser gegenüber

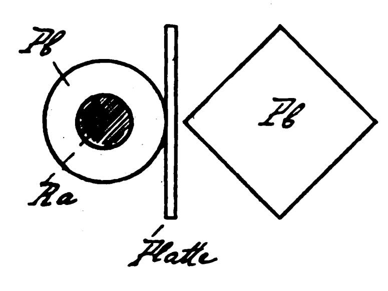


Fig. 5.

befand sich im Abstand von 1 mm ein Bleiwürfel. Nach 48stündiger Exposition zeigte sich nun deutlich ein hellerer Streifen gegenüber der Kante des Bleiwürfels. Der Effekt konnte offenbar nur von den Sekundärstrahlen herrühren, die vom Bleiwürfel ausgingen. Obschon die γ-Strahlen, welche auf den Bleiwürfel trafen, die photographische Platte erst passieren mußten, war der Streifen doch sehr deutlich. Zur Kontrolle wurde der Versuch unter Weglassung des Bleiwürfels nochmals wiederholt. In diesem Falle blieb auch der hellere Streifen aus.

Dieser Versuch befände sich nun offenbar in Übereinstimmung mit der oben erwähnten Annahme über die Richtung der Sekundärstrahlen. Er kann jedoch, so wenig wie die früher mitgeteilten Versuche, in dieser Frage entscheiden. Da somit die Ursache des Flächeneffektes noch offen gelassen werden mußte, so ist es um so erfreulicher, daß auch von anderer Seite eine Erklärung versucht worden ist[1]). H. W. Schmidt kommt durch vergleichende Betrachtung mit dem optischen Verhalten sog. trüber Medien zu folgender Auffassung der Erscheinung. Für die Strahlen, die aus einem diffus zerstreuenden Körper, z. B. Milchglas, kommen, gilt bekanntlich das Lambertsche Gesetz. Letzteres besagt, daß die Intensität der von dem Körper ausgehenden Strahlung senkrecht zur Oberfläche am stärksten ist und nach der Seite hin proportional mit dem Kosinus des Winkels abnimmt. Da nun die β-Strahlen ganz ähnlich wie Lichtstrahlen im obigen Fall im Innern diffus reflektiert werden, so kommt Schmidt zum Schluß, daß auch im Fall der Uranprismen das Lambertsche Gesetz Geltung habe und daß sich der „Flächeneffekt" auf diesen Umstand zurückführen lasse. Die neueren Untersuchungen zeigen in der Tat, daß eine diffuse Zerstreuung der β-Strahlen statthat. Nach McClelland[2]) genügt bereits eine Aluminiumschicht von 0,015 mm Dicke, um ein β-Strahlenbündel vollständig diffus zu zerstreuen und zwar nimmt die Intensität der aus dem *Al*-Plättchen austretenden Strahlen mit dem Kosinus des Winkels gegen die Normale ab. Nach diesen Resultaten scheint daher die Gültigkeit des Lambertschen Gesetzes für die β-Strahlung radioaktiver Körper ganz plausibel. Es müßte somit auch eine Erklärung des Flächeneffekts, die sich auf das Lambertsche Gesetz zurückführen läßt, als befriedigend angesehen werden.

Die Auffassungsweise besitzt dabei offenbar auch den Vorzug, daß man keine besonderen Annahmen über die Sekundärstrahlen zu machen hat. Ja, das Vorhandensein eigentlicher, d. h. von den β-Strahlen neu erzeugter Sekundärstrahlen braucht überhaupt nicht angenommen zu werden. Nach neueren Anschauungen sind auch das, was man üblicherweise unter dem Namen Sekundärstrahlen zusammenfaßte, nur diffus zerstreute β-Strahlen. Falls man daher die von mir angedeutete Erklärungsmöglichkeit weiter verfolgen wollte, so müßte man entweder das Vorhandensein eigentlicher Sekundärstrahlen durch β-Strahlen noch dahingestellt sein lassen, oder man müßte sich auf die Betrachtung der durch γ-Strahlen erzeugten Sekundärstrahlen beschränken. Da die γ-Strahlen immer mit den β-Strahlen zusammen vorkommen, so bietet ja

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **9**, 537, 1908.
2) McClelland, Proc. Royal Soc. **80**, 501, 1908.

dann die Annahme von Sekundärstrahlen in allen Fällen keine Schwierigkeit.

Bei dieser Gelegenheit sei erwähnt, daß die Sekundärstrahlen gerade in neuerer Zeit genauer erforscht worden sind. Bragg und Madsen sind es namentlich, die das Verhalten der Sekundärstrahlen näher studiert haben, dies in der Absicht, Aufschluß über die Natur der γ-Strahlen zu bekommen. In ihrer neuesten Arbeit[1]) befassen sie sich nun auch mit der Frage nach der Richtung der Sekundärstrahlen. Sie kommen zum Schluß, daß die sekundären Strahlen in Richtung der erzeugenden primären γ-Strahlen verlaufen, wenigstens anfangs, wobei dann allerdings im weiteren Verlaufe noch eine diffuse Zerstreuung hinzukommt. Obschon durch dieses Resultat eine Erklärung des Flächeneffektes durch das Verhalten der Sekundärstrahlen offenbar gestützt wird, so wäre es doch überflüssig, dieser Frage näher zu treten, sofern sich die Erscheinung durch die Gültigkeit des Lambertschen Gesetzes erklärte. H. W. Schmidt hat in der Tat die verschiedenen von mir ausgeführten Versuche mit Erfolg unter diesem Gesichtspunkt betrachtet. Dabei sind auch die Fälle, wo es sich augenscheinlich um Sekundärstrahlen handelte, mit seiner Anschauung verträglich. Ich hatte u. a. folgenden Versuch gemacht:

In einen Bleiwürfel von 1,6 cm Kantenlänge war ein Loch gebohrt. In dieses wurde ein Radiumpräparat von der Aktivität 20000 hineingebracht. Der Bleiwürfel wurde nun 22 Stunden lang auf eine photographische Platte gesetzt. Auch jetzt zeigte sich der Flächeneffekt, und zwar in fast derselben Weise, wie wenn statt des Bleiwürfels ein Uranwürfel aufgesetzt worden wäre[2]). Offenbar konnten hier nur die Sekundärstrahlen, welche die γ-Strahlen des Radiums allüberall im Blei erregten, den Effekt hervorbringen. Nach Schmidt ist dies so zu erklären, daß sich die von den γ-Strahlen erzeugten Sekundärstrahlen wie primäre β-Strahlen verhalten, womit sich danach der eine Fall auf den andern zurückführen läßt. In diesem Sinne müßte auch der oben erwähnte Versuch über die entgegengesetzt gerichteten Sekundärstrahlen, welch letztere ebenfalls den Flächeneffekt hervorrufen, erklärt werden. Nun scheint die Gültigkeit des Lambertschen Gesetzes für β-Strahlen, wie oben schon erwähnt, durchaus plausibel, wenn damit auch noch keineswegs als erwiesen gelten kann, daß der Flächeneffekt in ursächlichem Zusammenhang damit steht.

Die Abnahme der β-Strahlung in seitlicher Richtung läßt immerhin die Möglichkeit erkennen, daß vor den Ecken eine geringere Intensität resultiert. Diesen Umstand habe ich auch gleich zu Anfang, als ich die Erscheinung beobachtete, ins Auge gefaßt. Eine darauf fußende Erklärung schien mir aber aus folgendem Grunde wenig wahrscheinlich. Sei U eine Ecke des Uranprismas (Fig. 6). Dann schließen

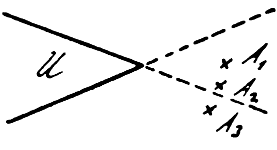


Fig. 6.

die Verlängerungen der Grundseiten die von beiden Seitenflächen bestrahlte Fläche ein. Ein Punkt A_1 kann nun offenbar, obschon er von zwei Seiten Strahlen empfängt, weniger geschwärzt sein, als ein Punkt A_3. Es scheint aber nicht recht erklärlich, warum ein benachbarter Punkt A_2, der im Vergleich zu A_3 eine kaum geringere Intensität besitzen kann und der überdies noch von der anderen Seite Strahlen, wenn auch in geringerer Intensität, empfängt, viel heller erscheinen soll als A_3. Dazu ist immerhin zu bemerken, daß die Radiographien in Wirklichkeit keine allzu scharfe Grenze erkennen lassen und daß ferner die Gesamtwirkung an jedem Punkt sich aus Strahlen von sehr verschiedenem Winkel zusammensetzt. Aus diesem Grunde läßt sich natürlich zum vorneherein kein bestimmtes Urteil abgeben. Es schien mir daher von Interesse zu sein, die Intensitätsverteilung einmal für einen bestimmten Fall zu berechnen und mit dem experimentell gefundenen Resultat zu vergleichen.

Dies versuchte ich zunächst für folgenden einfachen Fall zu tun. Ich wählte ein Prisma von sehr kleiner Höhe und einem Winkel von 90^0 und stellte dieses einer vertikalen photographischen Platte gegenüber. Die Höhe des Prismas betrug nur etwa $1/2$ mm, während der Abstand von der Platte etwa 2 mm war. Ich hoffte bei dieser Dimensionierung die Berechnung insofern vereinfachen zu können, als ich dann praktisch nur Strahlen in einer Horizontalebene zu berücksichtigen hatte.

Ganz allgemein ist nach dem Lambertschen Gesetz die Strahlenmenge, welche auf ein Flächenelement df' auffällt:

$$\frac{df'\, df \cos\varphi \cos\psi}{r^2}.$$

Hier haben die verschiedenen Größen die in Fig. 7 angegebene Bedeutung. df ist das strahlende Flächenelement. Der vorliegende Fall ließ nun die Vereinfachung zu, daß man die strahlenden Seitenflächen als unendlich schmal ansehen durfte. Die Höhenausdehnung des Prismas war zu vernachlässigen, und mußte man

1) W. H. Bragg und J. P. V. Madsen, Phil. Mag. 16, 918, 1908.
2) Siehe Fig. 12 meiner früheren Arbeit.

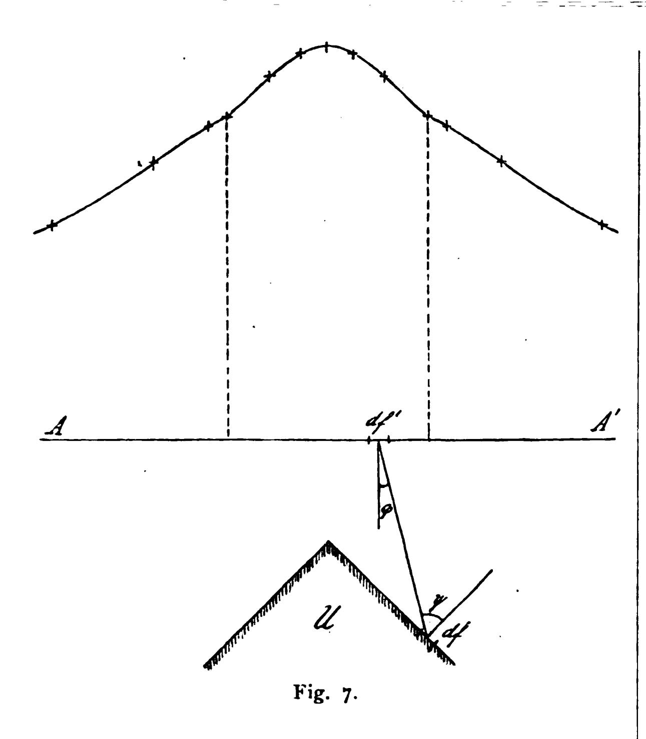
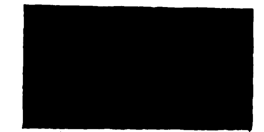


Fig. 7.

daher nur über die ganze Länge der schmalen Seitenflächen integrieren. Die Intensitätsverteilung für die auf der photographischen Platte direkt gegenüberliegende horizontale Linie ließ sich so leicht berechnen. Die Rechnung sei hier nicht weiter ausgeführt, da sie lediglich einen Spezialfall der weiter unten noch folgenden darstellt. Es sei jedoch die danach gefundene Intensitätskurve in Fig. 7 wiedergegeben. U ist das dünne Prisma. Die Ordinaten der Kurve geben direkt die an den einzelnen Punkten der Linie AA' zu erwartende Intensitätsverteilung. Es ist hieraus zu erkennen, daß im Raum vor der Ecke eine größere Schwärzung vorhanden sein müßte, als in der Umgebung. Die Berechnung nach dem Lambertschen Gesetz führt hier also keineswegs zur Intensitätsverteilung des Flächeneffekts.

Leider war das errechnete Ergebnis durch den Versuch nicht nachzuprüfen. Da die strahlende Uranmasse sehr klein war, wurde zwar bedeutend länger exponiert (bis zu 21 Tagen statt 1 Tag). Allein eine irgendwie charakteristische Intensitätsverteilung konnte auf der horizontalen Linie gegenüber nicht beobachtet werden. Es zeigte sich stets nur ein gleichmäßig heller Horizontalstreifen. Darüber und darunter war freilich die Platte durch die von der Ober- und Unterseite des Uranoxydprismas kommenden Strahlen erheblich geschwärzt. Bei dieser Anordnung ließ sich also keine zur Erkennung des Flächeneffekts genügende Schwärzung bekommen, und sah ich mich daher veranlaßt, den viel umständlicheren Weg zu einer Integration über eine ganze Fläche zu nehmen.

Ich habe die Rechnung und den Versuch für folgenden Fall ausgeführt: Ein Uranoxydgipskeil mit einem Winkel von 90^0 und von 6 mm Höhe wurde einer vertikalen Platte gegenübergestellt. Der Abstand Kante—Platte betrug 1 mm. Der Keil wurde, um möglichst reine Versuchsbedingungen zu haben, durch Befestigung an der Hinterseite in etwa 1 cm Höhe über dem Boden angebracht. Nach viertägiger Exposition wurde die Photographie Fig. 8


Fig. 8.

erhalten. Der Flächeneffekt ist sehr deutlich ausgeprägt und hat, wie zu erwarten, eine ungefähre Breite von 2 mm.

Im folgenden habe ich nun die nach dem Lambertschen Gesetz zu erwartende Intensitätsverteilung berechnet, und zwar habe ich dies für diejenige Linie der photographischen Platte ausgeführt, welche in halber Höhe dem Keil gegenüber lag (Symmetrielinie). Um ein Nachkontrollieren der Rechnung zu erleichtern, sei hier kurz der Gang der Berechnung skizziert. In Fig. 9 sei AA' die horizontale Symmetrie-

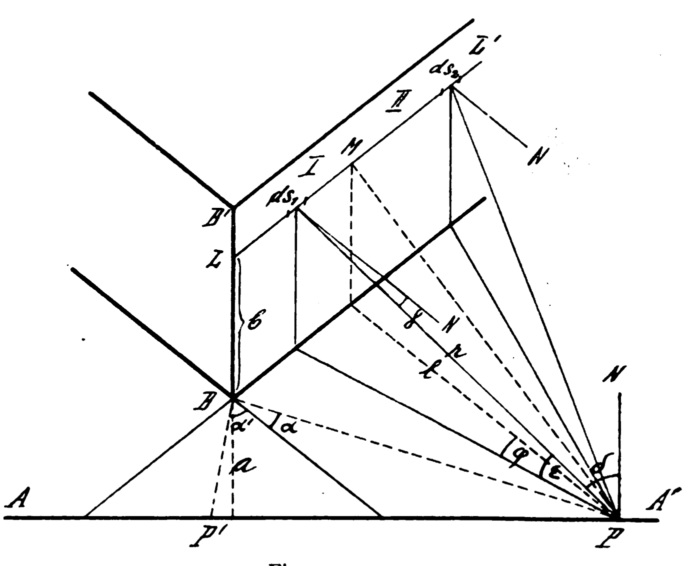


Fig. 9.

linie, für deren Punkte die Intensität berechnet werden soll. BB' sei die im Abstand a gegenüberstehende Kante des Keils, soweit sie über der horizontalen Symmetrieebene steht. Die Rechnung sei nun zunächst für einen Punkt P ausgeführt, der nur von der rechten Seitenfläche bestrahlt wird. Die Integration selbst werde

über einen unendlich schmalen horizontalen Flächenstreifen LL', der in der Höhe b über der Symmetrieebene liegt, vorgenommen. Das Integral läßt sich dadurch passend in zwei Teile zerlegen, daß man das Lot l von P auf die Seitenfläche fällt. Das eine Integral $\mathfrak{J}_1$ erstreckt sich von L bis M, das andere $\mathfrak{J}_2$ von M bis L'. Da die Seitenflächen sehr langgestreckt sind, so darf man das Integral $\mathfrak{J}_2$ praktisch bis unendlich erstrecken. Daß dies bei 16 mm Seitenlänge erlaubt war, zeigten Versuche, wonach auch bei kürzeren Seitenflächen merklich dieselbe Intensitätsverteilung erhalten wurde. Um die Rechnung noch weiter zu vereinfachen, wurde ferner angenommen, daß jedes Flächenteilchen gleichviel β-Strahlen aussendet.

Zunächst das Integral $\mathfrak{J}_1$. Betrachten wir ein Flächenelement ds_1, das den Abstand r von P habe und sei γ der Winkel von r mit der Normalen auf ds_1, und δ der Winkel von r mit der Normalen auf P, so ist die Intensität in P

$$\frac{ds_1 \cos\gamma \cos\delta}{r^2}. \tag{1}$$

Dieser Ausdruck läßt sich leicht integrieren, wenn man als Variable den Winkel φ einführt, dessen Bedeutung ohne weiteres aus Fig. 9 zu ersehen ist. Man hat

$$r^2 = b^2 + \frac{l^2}{\cos^2\varphi}. \tag{2}$$

Bedeutet ferner ε die Neigung von r gegen die Horizontalebene, so ist

$$\cos\gamma = \cos\varepsilon \cos\varphi \tag{3}$$

und

$$\cos\delta = \cos\varepsilon \cos(45+\varphi). \tag{4}$$

Dabei ist

$$\cos\varepsilon = \frac{l}{r\cos\varphi}. \tag{5}$$

Der Abstand $ds_1 M$ ist gegeben durch

$$s_1 = l \operatorname{tg}\varphi.$$

Daraus folgt

$$ds_1 = \frac{l\,d\varphi}{\cos^2\varphi}. \tag{6}$$

Durch Einsetzen dieser Werte wird das obige Integral

$$\mathfrak{J}_1 = l^3 \int\limits_{\varphi=0}^{\varphi=\alpha} \frac{d\varphi \cos\varphi \cos(\varphi+45)}{(b^2\cos^2\varphi + l^2)^2}. \tag{7}$$

Dieser Ausdruck läßt sich unter Verwendung der Abkürzung $\frac{b}{l} = q$ auch schreiben

$$\mathfrak{J}_1 = \frac{1}{l\sqrt{2}} \int \frac{d\varphi \cos\varphi (\cos\varphi - \sin\varphi)}{(q^2\cos^2\varphi + 1)^2}. \tag{8}$$

Das Integral läßt sich in zwei Teilen ausführen. Das allgemeine Integral des ersten lautet

$$\frac{-1}{2q^2 l\sqrt{2}(q^2\cos^2\varphi + 1)}. \tag{9}$$

Das Integral des zweiten Teiles ist, wie man sich leicht durch Differentiation überzeugen kann:

$$\frac{1}{2\sqrt{2}(q^2+1)l}\left\{\frac{\operatorname{arc\,tg}\left(\frac{\operatorname{tg}\varphi}{\sqrt{q^2+1}}\right)}{\sqrt{q^2+1}} + \frac{\sin 2\varphi}{q^2(\cos 2\varphi + 1) + 2}\right\} \tag{10}$$

Das Integral $\mathfrak{J}$ erhält man, wenn man vorstehenden Ausdruck (10) zu (9) addiert und die Grenzen $\varphi = 0$ und $\varphi = \alpha$ einsetzt.

Einen ganz ähnlichen Ausdruck bekommt man nun auch für $\mathfrak{J}_2$. Wie man sich leicht überzeugen kann, bleibt alles ungeändert. Nur ist jetzt zu setzen

$$\mathfrak{J}_2 = \frac{1}{l\sqrt{2}} \int \frac{d\varphi \cos\varphi (\cos\varphi + \sin\varphi)}{(q^2\cos^2\varphi + 1)^2}. \tag{11}$$

Die beiden Teile, aus denen sich $\mathfrak{J}_2$ zusammensetzt, sind also dieselben, wie bei $\mathfrak{J}_1$ [vgl. (8)]. Es ist nur das Vorzeichen des zweiten Teiles umgekehrt. Man erhält daher das allgemeine Integral von $\mathfrak{J}_2$, indem man (9) von (10) subtrahiert. $\mathfrak{J}_2$ bekommt man sodann nach Einsetzen der Grenzen $\varphi = 0$ und $\varphi = \frac{\pi}{2}$.

Das Integral über den ganzen Flächenstreifen LL' ist schließlich $\mathfrak{J}_1 + \mathfrak{J}_2$. Es lautet

$$\mathfrak{J} = \frac{1}{2\sqrt{2}(q^2+1)l}\left\{\frac{\operatorname{arc\,tg}\left(\frac{\operatorname{tg}\alpha}{\sqrt{q^2+1}}\right)}{\sqrt{q^2+1}} - \frac{\sqrt{2}\sin\alpha\sin(\alpha-45)}{q^2\cos^2\alpha+1} + \frac{\pi}{2\sqrt{q^2+1}} + 1\right\} \tag{12}$$

Bevor wir weiter gehen, sei nun auch das Integral über einen Flächenstreifen für einen Punkt P', der von beiden Seiten bestrahlt wird, berechnet. Es genügt offenbar, über die Fläche rechts zu integrieren. Den Anteil, der von der linken Fläche stammt, erhält man dann einfach, indem man statt α' $(90-\alpha')$ in den Ausdruck einsetzt. Durch Addition der beiden Teile erhält man schließlich die Gesamtwirkung im Punkt P'.

Für die Strahlenmenge, welche von der rechten Fläche herrührt, findet man, wie leicht ersichtlich, einen ganz analogen Ausdruck, wie für $\mathfrak{J}_2$. Der Integrand ist derselbe, nur die Grenzen des Integrals sind jetzt andere. Man hat, wie aus der Figur ohne weiteres zu entnehmen ist, im Integral (11) die Grenzen $\varphi = \alpha'$ und $\varphi = \frac{\pi}{2}$ einzusetzen. Auf diese Weise erhält man schließlich

$$\mathfrak{J}' = \frac{1}{2\sqrt{2(q^2+1)}\,l}\left\{\frac{\pi}{2\sqrt{q^2+1}} + \cos\alpha' \cdot \frac{(q^2+1)\cos\alpha' - \sin\alpha'}{q^2\cos^2\alpha' + 1} - \frac{\operatorname{arc\,tg}\left(\frac{\operatorname{tg}\alpha'}{\sqrt{q^2+1}}\right)}{\sqrt{q^2+1}}\right\} \qquad (13)$$

Hieraus läßt sich leicht auch der entsprechende Ausdruck für die linke Fläche bekommen, wie vorhin angegeben. Doch erfordert das im folgenden ausgeführte numerische Beispiel keine weitere Ausführung der Rechnung, weshalb wir uns auch nicht weiter damit abgeben wollen.

Nebenbei sei bemerkt, daß man die Formel für die oben gezeichnete Kurve (Fig. 7) erhält, wenn man für $q = 0$ setzt.

Um nun die Strahlenmenge zu berechnen, die von der ganzen Fläche kommt, sind obige Ausdrücke $\mathfrak{J}$ und $\mathfrak{J}'$ mit db zu multiplizieren und zwischen den Grenzen 0 und h, d. h. der ganzen Höhe des Keils, zu integrieren. Da nun bereits die ersteren Integrale ziemlich kompliziert sind, habe ich versucht, eine zweite Integration zu umgehen und vielmehr auf dem einfacheren Wege der graphischen Integration zum Ziele zu kommen. Ich habe die Strahlenmenge, welche von den einzelnen Flächenstreifen herrührt, für verschiedene b berechnet und die entsprechende Kurve gezeichnet. Die Fläche unter der Kurve, d. h. das Integral $\int \mathfrak{J} db$ bezw. $\int \mathfrak{J}' db$ habe ich sodann mittels Wägung bestimmt.

Im folgenden seien die berechneten Werte wiedergegeben. Um die Rechnung zu vereinfachen, habe ich bei $\mathfrak{J}$ und $\mathfrak{J}'$ den gemeinschaftlichen Faktor $\frac{1}{2\sqrt{2}}$ weggelassen. $\mathfrak{J}'$ ist nur für $\alpha' = \frac{\pi}{4}$ ausgerechnet. Die Strahlenintensität daselbst konnte also durch Multiplikation mit 2 erhalten werden. Es ergaben sich folgende Werte:

	$b=0$	$b=a$	$b=2a$	$b=3a=h$
$\alpha'=45^0$	2,221	1,041	0,382	0,195
$\alpha=0^0$	1,776	1,076	0,449	0,215
$\alpha=10^0$	1,681	1,128	0,533	0,267
$\alpha=15^0$	1,372	1,122	0,577	0,301

Für die Flächeninhalte unter den 4 Kurven habe ich durch Wägung erhalten:

$\alpha'=45^0$	$\alpha=0^0$	$\alpha=10^0$	$\alpha=15^0$
212	210	216	205

In Fig. 10 sind diese 4 Werte als Ordinaten über den betreffenden Punkten aufgetragen. Man erhält so eine Kurve, welche nun direkt ein Bild von der Intensitätsverteilung, wie sie nach dem Lambertschen Gesetz zu erwarten ist, gibt. Man sieht, daß in der Tat nach dieser Berechnung die Helligkeit etwas geringer ist in der Ecke (zwischen den punktierten Linien). Der Unterschied ist jedoch äußerst gering (ca. 3 Proz.), auch drückt die Kurve keinen scharfen

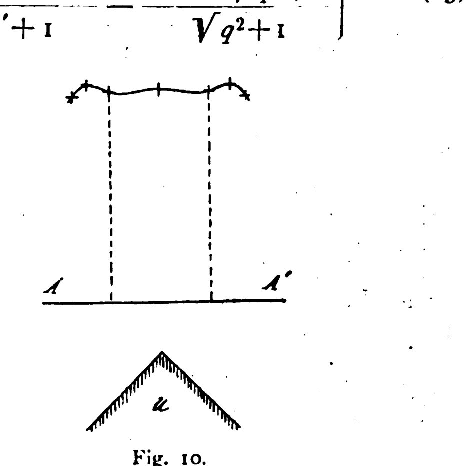


Fig. 10.

Kontrast an den Grenzen der einseitigen und doppelseitigen Bestrahlung aus. Das errechnete Resultat kann somit keineswegs als mathematischer Ausdruck für den „Flächeneffekt" gelten. Nun läßt sich allerdings annehmen, daß das Lambertsche Gesetz jedenfalls nur annäherungsweise für β-Strahlen gilt. Allein der Unterschied zwischen dem theoretischen und experimentellen Resultat ist zu groß, als daß er sich auf diesen Umstand zurückführen ließe. Die oben ausgeführte Berechnung scheint also zunächst ganz gegen einen Zusammenhang des „Flächeneffekts" mit dem Lambertschen Gesetz zu sprechen. Es bleibt jedoch, wie mich Herr H. W. Schmidt in einer privaten Mitteilung gütigst darauf aufmerksam machte, zu berücksichtigen, daß die β-Strahlen nicht von allen Stellen einer Uranfläche mit derselben Intensität ausgehen. Für die Strahlenmenge, die ein Flächenelement aussendet, kommt nämlich die Größe des darunter befindlichen Volumbezirks in Betracht. Diesen kann man sich etwa abgegrenzt denken durch eine kleine Halbkugel, deren Zentrum auf dem betrachteten Flächenteilchen liegt. Befindet sich letzteres in der Nähe einer Kante, so ist das Volumteilchen, das Anteil an der Strahlung nimmt, kleiner. Die Strahlenmenge aus einem solchen Flächenelement ist daher auch geringer. Erst in einem gewissen Abstand von der Kante wird das normale Maß der Strahlungsintensität vorhanden sein. Diese Entfernung hängt im übrigen ganz vom verwendeten Material ab. Auch dürfte es überhaupt nicht leicht sein, dem genannten Umstand mathematisch genau Rechnung zu tragen. Es läßt sich nur so viel ohne weiteres ersehen, daß die Abnahme der Intensität nach den Kanten hin offenbar im Sinne einer Verbesserung der Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment wirkt. Die Schwärzung

an den Ecken rührt ja hauptsächlich von den Flächenelementen in der Nähe der Kante her. Zieht man diese daher mit einer geringeren Intensität in Rechnung, so wird die Kurve der Fig. 10 offenbar eine stärkere Senkung in der Mitte aufweisen.

Annäherungsweise ließe sich vielleicht eine Berechnung durchführen, indem man im Integranden des Ausdrucks (8) bezw. (11) den Faktor $a + (1 - a)(1 - e^{-\lambda s})$ beifügt, wo s den Abstand des Flächenelements von der Kante und a die Strahlenintensität eines Flächenstückchens am Rande bedeuten. Die Größe a hängt offenbar mit dem Kantenwinkel zusammen. Wächst dieser von 0 bis 180°, so nimmt a von 0 bis 1 zu. In dem ausgerechneten Beispiel hat die Kante den Winkel 90°. Das unter einem dort befindlichen Flächenelement wirksame Volumteilchen ist also genau halb so groß wie normalerweise. Man kann daher für diesen Fall $a = 1/2$ setzen. Die Strahlenintensität schwankt also mit dem Abstand von der Kante nur zwischen dem halben und dem ganzen Wert, und man kann sich daher noch fragen, ob durch die Berücksichtigung dieses Umstandes das mathematische Ergebnis mit der Intensitätsverteilung des „Flächeneffekts" übereinstimmt.

Ich habe den Versuch gemacht, den Einfluß der Flächenstücke an der Kante festzustellen. Zu diesem Zwecke habe ich die Kante abgefeilt, und zwar so weit, bis die entstandene Fläche 2 mm breit war. Der Abstand dieser Fläche von der photographischen Platte betrug ebenfalls 2 mm. Die Seitenflächen hatten daher dieselbe Lage zur photographischen Platte, wie beim Versuch der Fig. 8. Obschon jetzt die Flächenstücke an der Kante fehlten und ferner die Strahlen aus der Vorderfläche offenbar dahin streben mußten, die strahlenarmen Ecken zu überdecken, so ließ sich der Effekt doch noch erkennen. Der Helligkeitsunterschied war jedoch, wie zu erwarten, bedeutend geringer.

Dem Versuch kann zweifellos keine allzu große beweisende Kraft gegen die zuvor erörterte Erklärungsweise beigemessen werden. Im großen und ganzen läßt sich die eigenartige Intensitätsverteilung des „Flächeneffekts" wenigstens qualitativ unter Zuhilfenahme des Lambertschen Gesetzes verstehen. Dieses Gesetz genügt jedoch, wie obige Rechnung zeigt, allein durchaus nicht. Als weiteres wesentliches Moment kommt noch die Abnahme der Strahlungsintensität für Flächenstücke in der Nähe der Kante hinzu. Mit Rücksicht auf diese Erklärungsweise wäre es daher vielleicht passender, die Erscheinung als „Kanteneffekt" zu bezeichnen. Ob damit dieser „Kanteneffekt" nun auch im einzelnen erklärt werden kann oder ob noch andere Faktoren zu berücksichtigen sind, ließe sich erst durch genauere quantitative Messungen entscheiden.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität, Februar 1909.

(Eingegangen 2. Februar 1909.)

Über die in der Atmosphäre vorhandene Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit.

Von Th. Wulf.

Die vorliegenden Versuche, welche zu Valkenburg unweit Aachen ausgeführt wurden, bilden eine Fortsetzung der Beobachtungen, welche Gockel und der Verfasser letzten Sommer in Zermatt begannen[1]). Die meisten Beobachtungen wurden mit dem dort als Apparat I bezeichneten Instrument ausgeführt.

In Anbetracht der überraschenden Resultate, welche diese Strahlungsbeobachtungen hervorgebracht, wäre es sehr wünschenswert, daß derartige Untersuchungen an den verschiedensten Orten und unter den verschiedensten Verhältnissen wiederholt würden. Sollen jedoch diese Resultate ihren vollen Wert haben und miteinander vergleichbar sein, so müssen sie mit demselben Apparat angestellt werden, da durch die Arbeiten besonders von Campbell[2]) bewiesen ist, daß die Gefäßwände selber eine ionisierende Strahlung aussenden, die bei verschiedenen Metallen verschieden ist.

Ich habe deshalb zunächst versucht, den Apparat selbst weiter zu vervollkommnen und seine Behandlung zu vereinfachen, und bin darin zu folgenden Resultaten gelangt.

1. Das Instrument.

Da es sich herausgestellt hat, daß die durchdringende Strahlung eine tägliche Periode hat, so ist es notwendig, die Dauer einer Beobachtung nach Möglichkeit zu verkürzen. Dazu muß das Volum des Zerstreuungsgefäßes groß und die Kapazität des geladenen Systems klein sein. Andererseits muß die Spannung stets oberhalb des Wertes bleiben, der zur Aufrechterhaltung des Sättigungsstromes notwendig ist, aber dabei muß doch die Anzahl Teilstriche für ein Volt Spannungsabnahme möglichst groß sein. Für diese Zwecke schien das vom Verfasser konstruierte Fadenelektrometer, wegen seiner kleinen Kapazität, seiner großen Skala von 160 Teilstrichen und seiner großen Empfindlichkeit als am besten geeignet.

Indem die Fäden selbst als Zerstreuungs-

1) Gockel und Wulf, diese Zeitschr. **9**, 907, 1908.
2) Campbell, Jahrbuch der Radioaktivität **2**, 434, 1905.

körper benutzt wurden, betrug die Kapazität des ganzen geladenen Systems nur mehr 1,2 cm [1]).

Das Volum des Gehäuses konnte mit Rücksicht auf leichte Transportfähigkeit nicht zu groß genommen werden. Für die Gestalt des Gehäuses kam in Betracht möglichst vollkommener Luftabschluß und die Möglichkeit, durch Hinzufügen dickerer Platten die Strahlung zum Teil zu absorbieren. Es wurde eine liegende Trommel von 17 cm Durchmesser und 13 cm Tiefe, und nach Abrechnung des hineinragenden Mikroskopstückes von 2700 cm^3 Inhalt gewählt. Die beiden ebenen Grenzflächen sind ganz frei und können durch übergeschobene Bleiplatten verstärkt werden. Die Platten selbst sind aus dünnem Zinkblech verfertigt, können aber leicht durch andere vertauscht werden. In den Zylindermantel sind die Öffnungen für das Licht und Mikroskop, die Ladevorrichtung und zwei *Na*-Trockengefäße eingelassen.

Die Fäden sind an einem Bernsteinpfropf befestigt, der sich ganz im Innern des Gehäuses befindet. Er ist von einem Messingstab getragen, der oben aus dem Gehäuse hervorragt und in einer randierten Scheibe *A* endigt. Mittels dieser Scheibe kann die Ebene der zwei Fäden gedreht und stets senkrecht zur Achse des Mikroskops gestellt werden.

Endlich schien es notwendig, daß man sich jederzeit von dem Isolationsvermögen des Instruments überzeugen könne. Da es sich aber gezeigt hat, daß die Zerstreuung sehr davon abhängt, ob die Luft im Innern sich erneuern kann oder nicht, so schien es wertvoll, diese Prüfung vornehmen zu können, ohne daß das Gehäuse geöffnet werden muß.

C. T. R. Wilson [2]) macht sich frei von Isolationsfehlern, indem er den Träger des isolierenden Schwefelstückchens zu dem mittleren Potential des Aluminiumblättchens ladet und dann annimmt, daß die Fehler sich gerade aufheben. Das Verfahren erfordert jedoch eine konstante Batterie und ist deshalb außerhalb des Laboratoriums etwas umständlich. Und doch wäre gerade da, wo man etwa in Höhlen auf abnorme Werte der Strahlung stößt, die Prüfung der Isolation besonders notwendig.

Die folgende Methode erfordert gar keine Hilfsapparate und kann bei vollständig geschlossenem Gehäuse ausgeführt werden. Der in einer bestimmten Zeit, etwa 1 Sekunde, beobachtete Ladungsverlust Q setzt sich im allgemeinen zusammen aus dem Isolationsverluste A und dem Verlust durch die Ionen der eingeschlossenen Luft. Ist V das Luftvolum und B die erzeugte Ionenladung eines Vorzeichens pro cm^3 und Sekunde, so ist bei Sättigungsstrom

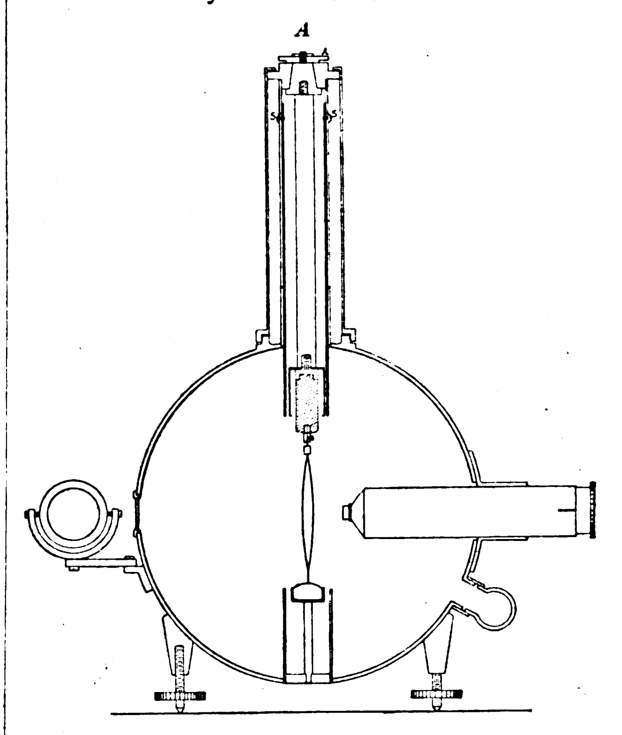
$$Q = A + BV.$$

Wenn man dann das Volum V stark verringert, so geht der Anteil der Strahlung entsprechend zurück, während die Isolationsverluste bei demselben Potential dieselben bleiben, so daß man beide Teile gesondert ermitteln kann. Denn es ist jetzt

$$Q_1 = A + BV_1.$$

Daher $B = \frac{Q - Q_1}{V - V_1}$ und $A = \frac{VQ_1 - V_1 Q}{V - V_1}$, wenn V_1 klein ist gegen V, wird $A = Q_1 - Q\frac{V_1}{V}$.

Die Verminderung des Volums wird einfach in der Weise erzielt, daß man einen engen Zylinder über die Fäden des Instruments schiebt. Die Figur läßt die Einrichtung im Innern erkennen. Der Zylinder hat 2 cm im Durchmesser.



Er sitzt gewöhnlich in einem geschlitzten Rohr über dem Instrument. Will man die Isolation prüfen, so liest man erst die Stellung der Fäden ab und schiebt dann mittels zweier in die Schlitze hineinragender Schrauben *S S* den Zylinder herunter. Nach einer entsprechenden Zeit, etwa 1 Stunde, schiebt man ihn wieder zurück und liest sofort den Verlust ab. Während beispielsweise bei meinem Apparat der Verlust ohne Zylinder auf 25 Volt/Stunde kam, ging er bei übergeschobenem Zylinder auf 0,4 Volt/Stunde zurück. Dabei war das Volum des ganzen

1) Man könnte die Kapazität absolut wohl noch auf die Hälfte vermindern, indem man die Fäden nicht an einem in Bernstein eingelassenen Messingträger befestigte, sondern mittels eines winzigen Häkchens von Aluminiumdraht an einem ausgespannten Quarzfaden aufhing. Die Vorrichtung schien für ein viel transportiertes Instrument zu gebrechlich, ließ sich aber für Laboratoriumsversuche sehr gut verwenden.

2) C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. 68, 152, 1901.

Gehäuses 2700 cm³, dasjenige des Zylinders 30 ccm.

Aus dieser Beobachtung folgt nun

1. Auf keinen Fall ist der Isolationsverlust größer als Q_1, also hier 0,4 Volt oder 1,6 Proz. des Gesamteffektes. Für viele Fälle wird das schon genügen.

2. Von diesem Wert ist aber sicher abzuziehen der Betrag der durchdringenden Strahlung, welcher auf das Volum V_1 fällt und aller durch dieselbe etwa erregten Sekundärstrahlung. Leider ist es bisher nicht gelungen, diesen Effekt von dem Einfluß der Wände sauber zu trennen. Wie sich aber im folgenden ergeben wird, müssen bei diesem Instrument wenigstens 42 Proz. des ganzen Effekts auf durchdringende Strahlen von außen gesetzt werden. Das ist von 25 Volt 10,5 Volt. Von diesen 10,5 Volt entfallen auf das Volum des engen Rohres 0,1 Volt. Der Isolationsverlust ist daher sicher kleiner als 0,3 Volt oder 1,2 Proz. des Ganzen.

Streng genommen müßte man noch beachten, daß die γ-Strahlen durch die Wand des Zylinders selbst zum Teil absorbiert werden. Allein man kann sich leicht überzeugen, daß die Absorption durch eine so dünne Wand keinen merklichen Betrag erreicht.

3. Von diesen 0,3 Volt ist noch ein Teil zurückzuführen auf Ionisation durch α-Strahlen, welche von den Wänden des engen Rohres selbst ausgehen. Der Betrag dieses Einflusses ist nicht genau bekannt. Indes hat Campbell[1]) gezeigt, daß bei hinreichend kleinen Gefäßen der Effekt der Wände ebenfalls dem Volum proportional ist. Wenn man deshalb das enge Rohr aus einem Material verfertigt mit demselben Ionisationsvermögen wie das ganze Gehäuse, so wird das Resultat dieses sein, daß sich der Effekt der von den Wänden ausgehenden Strahlung ebenfalls proportional dem Volum vermindert. In dem Maße, als diese Bedingung erfüllt ist, gilt die obige Formel genau, und ergibt sich beispielsweise bei meinen Beobachtungen für den Isolationsverlust

$$A = 0{,}4 - 0{,}28 = 0{,}12 \text{ Volt}$$

oder $^1/_2$ Proz. des Gesamteffekts.

Durch die Annäherung des Zylinders ändert sich zwar die Kapazität des Instruments und wäre eine eigene Eichung notwendig. Es ist deshalb die Ablesung nur bei entferntem Zylinder zu machen, dann kann alles auf dieselbe Eichung bezogen werden. Und damit ein Irrtum vollständig ausgeschlossen ist, sind in dem Zylinder gar keine Lichtöffnungen angebracht. Dann ist zugleich die Konstruktion einfacher und der Abschluß des kleinen Raumes von dem großen vollkommener.

1) N. R. Campbell, Jahrbuch der Radioaktivität **2**, 434, 1905.

Damit nicht durch den Schlitz des verschiebbaren Rohres langsam frische Luft ins Innere des Apparates dringe, ist noch ein oben geschlossener Zylinder vorgesehen, der das ganze hervorstehende Rohr abschließt und mit Zwischenlage eines gefetteten Lederringes abdichtet. In ähnlicher Weise sind auch die anderen Öffnungen verschlossen.

Da sich bei der Arretierung des unteren Fadenendes mittels Quarzfadens, so wie es anfangs ausgeführt war, der Mißstand ergab, daß sich der Quarzfaden beim Transport durch Reibung elektrisierte und dann die Fäden anzog, so sind die Fäden jetzt ganz freihängend gemacht und werden nur durch ein Spinnefädchen gehalten. Dasselbe ist so gewählt, daß es bei der Messung ganz locker hängt und nur beim Umlegen die unteren Enden hält. Die Einrichtung hat sich auch bei heftigen Stößen auf dem Transport als hinreichend haltbar erwiesen.

Die Angaben des Apparates sind von der Temperatur unabhängig. Indes hat sich gezeigt, daß bei dem weiten Gehäuse sich im Innern Luftströmungen ausbilden, wenn der Apparat einseitig von der Sonne oder einer anderen Quelle heftig bestrahlt wird. Es wird dadurch zwar kein Fehler in der Ablesung verursacht, da immer beide Fäden zugleich ein wenig hin und her wandern. Gleichwohl haben wir das zu vermeiden gesucht durch Hochglanzpolitur des Gehäuses, und empfiehlt es sich, den Apparat vor den direkten Sonnenstrahlen zu schützen. Ganz vorzüglich bewährte es sich, das Gehäuse mit einer Watteschicht zu umgeben.

Anfangs zeigte sich beim Aufladen sehr stark der Einfluß der Polarisation, und der mußte sich um so bemerkbarer machen, je kleiner die Kapazität und je größer die Empfindlichkeit des Apparates. Nachdem jedoch das Gehäuse mehrere Tage geschlossen und mit Natrium ausgetrocknet war, verschwand dieser Umstand vollständig. Man kann sofort nach dem Aufladen die erste Ablesung machen.

Die Ausführung der Versuche ist demnach äußerst einfach. Man stellt den Apparat mit Hilfe der Fußschrauben so ein, daß die Fäden scharf erscheinen, ladet am besten durch Anlegen einer Zambonisäule auf und braucht dann nur etwa alle halbe oder ganze Stunden abzulesen. Man soll, um des Sättigungsstromes sicher zu sein, die Ladung nie unter 100 Volt sinken lassen.

Der Apparat wird von der Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig verfertigt und auf Wunsch mit einem leichten Holzkasten für den Transport geliefert.



2. Beobachtungsresultate.

1. Die tägliche Periode der durchdringenden Strahlung. Bekanntlich haben mehrere Forscher eine tägliche Periode der γ-Strahlung der Atmosphäre gefunden, die sich merkwürdigerweise im allgemeinen dem täglichen Verlauf des Luftpotentials anschließt. Diese Tatsache ist für die Frage nach dem Ursprung der Strahlung sowohl, wie nach der Ursache des Erdfeldes von der größten Bedeutung. Bei der großen Genauigkeit und Empfindlichkeit meines Apparates konnte ich die Resultate der genannten Forscher in mehreren Punkten erweitern, und namentlich über die Amplitude der täglichen Schwankung genauere Werte ermitteln.

Für diese Beobachtungen war das andauernd schöne Wetter im letztverflossenen Oktober und November außerordentlich günstig. Der Monat Oktober war dabei besonders charakteristisch, weil im Verlaufe desselben der sommerliche Typus des Potentialgefälles in den winterlichen mit verschwindender Mittagsdepression übergeht. Die γ-Strahlung zeigte ebenfalls einen abweichenden Wintertypus ohne die Mittagsdepression.

Nach einigen vorbereitenden Beobachtungen anfangs Oktober trat am 10. und 11. Regenwetter ein. Mit der Aufklärung am 12. setzten die Beobachtungen ein. Vom 12.—15. war dauernd schönes Wetter mit ganz sommerlichem Charakter. An allen vier Tagen ergab sich derselbe Verlauf der Strahlung, zwei Maxima 8—9 morgens und abends, zwei Minima nach Mittag und nach Mitternacht. Folgende Tabelle enthält die stündlichen Mittelwerte in Volt pro Stunde:

Zeit	12—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6
Vorm.	17,2	16,6	16,6	16,6	16,7	16,7
Nachm.	18,4	18,3	17,7	17,3	17,3	18,6

Zeit	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12
Vorm.	17,9	18,9	**19,7**	19,4	18,6	18,8
Nachm.	18,4	18,5	**19,2**	18,6	18,3	18,3

Unter Berücksichtigung der Kapazität und des Volumens ergibt sich, daß dem stündlichen Verlust von 1 Volt ungefähr 1,6 erzeugte Ionen pro ccm und Sekunde entsprechen. Die Werte, welche den Zahlen dieser Tabelle entsprechen, liegen also zwischen 25,6 und 31,5 Ionen. Die kleinste Ionenzahl, die überhaupt ohne jeden anderen Schirm als die Gefäßwände zur Beobachtung kam, betrug 20 Ionen per Sekunde.

Die Amplitude der vormittägigen Schwankung ist die größere, sie beträgt 16 Proz. des maximalen Wertes, gegen 10 Proz. für die nachmittägige Schwankung. Es ist nicht ausgeschlossen, daß dieser kleine Unterschied sich bei einer größeren Reihe von Tagen umkehren würde. Sonst hätten wir hier eine Abweichung vom sommerlichen Typus des Potentialgefälles, bei welchem meistens das Nachmittagsmaximum das höhere ist.

Am 16. und 17. Oktober war Regenwetter. Obwohl die Beobachtungen im allgemeinen denselben Verlauf gaben, wurden sie doch zur Mittelbildung nicht benutzt.

Dann kam die große Schönwetterperiode vom 18. Oktober bis 10. November, nur einmal, am 24. Oktober, durch Bewölkung und geringe Niederschläge unterbrochen. Das Wetter hatte aber schon winterlichen Charakter und in der Nacht war das Thermometer öfters unter Null.

Es ist nun sehr charakteristisch zu sehen, wie mit der fortschreitenden Jahreszeit die Mittagsdepression auch in der durchdringenden Strahlung immer mehr verschwand.

In der zweiten Oktoberhälfte wurde meist jede Stunde abgelesen und die Beobachtungen wurden auch in der Nacht fortgesetzt, jedoch nur alle 2—3 Stunden. Für manche dieser Ablesungen bin ich einigen meiner Freunde sehr zu Dank verpflichtet.

Die Amplitude des nachmittägigen Ganges betrug nur mehr etwa 4,5 Proz. des Höchstwertes.

Im November vollends verschwand die Mittagsdepression fast gänzlich. Das Vormittagsmaximum schien sich zugleich etwas zu verschieben nach 10^h—11^h a. m. Die Amplitude betrug 21 Proz. des höchsten Wertes, war also um 5 Proz. höher als im Oktober, beides in voller Übereinstimmung mit dem Potentialgefälle, das im Winter eine stärkere tägliche Schwankung mit etwas verspätetem Vormittagsmaximum aufweist[1]).

Als dann im Dezember schlechtes Wetter eintrat mit häufigen Niederschlägen, Wolken und Nebeln, war von einer Periode in der durchdringenden Strahlung nichts mehr zu bemerken.

Soweit also diese Beobachtungen reichen, ergibt sich mit allen Einzelheiten ein vollständiger Parallelismus zwischen Luftpotential und durchdringender Strahlung der Atmosphäre.

2. Der Einfluß des Ortes auf die Strahlung ist ebenfalls von der größten Bedeutung. Es ist aber schwer, sichere Resultate über diesen Punkt zu erzielen, wegen der zeitlichen Schwankungen, die immer nebenher laufen. Namentlich so kleine Schwankungen, die in dem Bereich der täglichen Periode bleiben, kann man nur mit der größten Vorsicht als reell bezeichnen. Nur wenn man mit zwei Apparaten arbeitet, die vorher längere Zeit miteinander verglichen sind, wird man etwas Bestimmtes darüber aus-

1) Vgl. Gockel, Luftelektrizität, S. 101, Fig. 18 und 20, 1908.



sagen können. Dann würden aber namentlich Beobachtungen in Luftballons und bei Drachenaufstiegen sehr wertvolle Aufschlüsse geben können, ob der Ausgangspunkt dieser Strahlung die Erde oder die Atmosphäre oder gar die Gestirne sind. Auf die Bedeutung von Beobachtungen in Höhlen haben schon Elster und Geitel[1]) nachdrücklich hingewiesen.

Es wurde anfangs nur ein Apparat verwendet. Folgende Einflüsse konnten mit demselben mit genügender Sicherheit nachgewiesen werden. Im Zimmer, selbst am geöffneten Fenster, war die Amplitude der täglichen Periode im Mittel aus acht aufeinanderfolgenden ungestörten Tagen, dem 1.—8. November, 9 Proz. des höchsten Wertes.

Vom 9.—16. November befand sich der Apparat im Freien vor dem Fenster eines nach Süd-Ost gelegenen Zimmers. Die Schwankungen betrugen dort 21 Proz. Aus den relativ kleinen Schwankungen in geschlossenen Räumen erklärt sich wohl genügend, daß einige Forscher die Strahlung bei Tag und bei Nacht gleich stark fanden.

Die absoluten Werte der Zerstreuung dagegen waren im Zimmer merklich stärker als im Freien. Folgende Angaben enthalten die Verluste in Volt/Stunde:

	Zeit	Im Freien	Im Zimmer
28. 12.	12 bis 3 p. m.	20,7	
	3 „ 7 „		25,0
	7 „ 8 „	19,7	
	8 „ 9 „		27,0
29. 12.	6 „ 7 a. m.		25,4
	7 a. „ 6 p. m.	20,0	
	6 „ 8 „		22,3
	8 „ 9 „	19,0	
30. 12.	6 „ 6½ a. m.		25,2
	6½ „ 12 „	20,0	
	12 „ 1 p. m.		22,4
	1 „ 9 „	19,5	
	Mittel	19,8	24,5

Das Zimmer war rings von etwa 1 m dicken Backsteinwänden umgeben. Die Beobachtung bestätigt also die Angabe von Rutherford[2]), daß nach Messungen von Cooke von Ziegelsteinen eine merkliche durchdringende Strahlung ausgeht. Da die dicken Wände jedenfalls auch einen Teil der draußen vorhandenen Strahlung absorbieren, so ist ihre Eigenstrahlung noch größer, als der Differenz dieser Zahlen entspricht.

Außerdem hatte ich Gelegenheit zu Beobachtungen in den ausgedehnten Kreidehöhlen, welche sich in der Nähe unseres Kollegs befinden. Das Gestein, in der Geologie bekannt als Maastrichter Kreide, ist sehr weich. Es wird seit Jahrhunderten als Baumaterial verwendet für einfache Gebäude, wodurch dann im Laufe der Zeit mehrere Kilometer lange Gänge entstanden sind. Die Steine werden nicht losgesprengt, sondern mit der Säge geschnitten. Eine Verunreinigung der Luft durch Rauch von Sprengstoffen ist daher nicht vorhanden. Die Temperatur ist in einiger Entfernung vom Eingang das ganze Jahr nahezu 11° C. Die Feuchtigkeit ist 100 Proz.

Die Beobachtungen wurden an verschiedenen Tagen und verschiedenen Stellen der Höhlen wiederholt. Es wurden vor allem solche Tage gewählt, an welchen die Temperatur auch draußen nahezu 11° betrug.

Stets wurde erst mehrere Stunden vorher und auch nachher draußen beobachtet. Diese Werte unterschieden sich nicht mehr voneinander, als es auch sonst Beobachtungen in dem entsprechenden Zeitintervall wohl taten. Der Aufenthalt in den Höhlen selbst wurde von 1 Stunde auf 5,5 Stunden ausgedehnt.

Der Apparat wurde vorher geladen und schon 1—2 Stunden der Abfall der Spannung beobachtet. Dann wurde der Apparat in geladenem Zustand in die Höhlen getragen und dort einfach weiter beobachtet, ohne das geringste an dem Apparat zu öffnen.

Es zeigte sich dann ausnahmslos, aber noch bedeutend stärker ausgeprägt, dieselbe Erscheinung, welche Elster und Geitel in der Steinsalzhöhle beobachteten, nämlich eine bedeutende Verminderung der Zerstreuung in den Höhlen. Folgende Zusammenstellung gibt die Verluste in Volt pro Stunde. Die zweite Reihe enthält die Dauer der Beobachtung in der Höhle in Stunden. Die letzte gibt die Verminderung der Zerstreuung in Prozenten des Mittelwertes aus den Beobachtungen, welche vorher und nachher draußen gemacht wurden.

Tag	Dauer Stunden	Verlust in Volt vorher	Höhlen	nachher	Abnahme in Proz.
31. Okt.	1⅓	17,3	9,9	18,6	42
6. Novbr.	1	15,4	9,0	14,2	40
14. Novbr.	5½	13,5	8,3	15,3	43

Während sich in den Salzbergwerken die Zerstreuung um 28 Proz. verminderte, nahm dieselbe in den Valkenburger Kreidehöhlen um 42 Proz. ab. Die Abnahme trat sofort mit dem Eintreten in die Höhle ein und hörte mit dem Verlassen derselben auf. Die Dicke der Steinschicht oberhalb betrug an den benutzten Stellen etwa 15 Meter. In der Nähe eines Ausgangs trat ebenfalls eine Verminderung ein, aber von entsprechend geringerem Betrag.

Da Beobachtungsfehler sowohl nach dem ganzen Verlauf der Untersuchung ausgeschlossen

1) Diese Zeitschr. 6, 733, 1905.
2) E. Rutherford, Nature 67, 511, 1903.

erscheinen, als auch wegen des Sinnes der Änderungen von vornherein unwahrscheinlich sind, so folgt aus diesen Beobachtungen mit Sicherheit, daß bei dem gebrauchten Apparat wenigstens 42 Proz. des Verlustes auf durchdringender Strahlung von außen beruhten. Dieses Resultat ist noch insofern bemerkenswert, als es Cooke[1]) nicht gelang, mittels Bleischirmen mehr als 30 Proz. der Strahlung abzublenden, selbst als er den Apparat in einen 5 Tonnen schweren Bleiblock setzte. Da aber das Blei selbst radioaktiv ist, so kann dieser Unterschied nicht befremden.

Vergleicht man dann dieses Resultat mit demjenigen, welches Elster und Geitel in den Steinsalzbergwerken, und Gockel und Wulf[2]) im Simplontunnel fanden, so ergibt sich der Einfluß der umgebenden Gesteinsmasse als ein doppelter. Einmal, und darin kommen wohl alle Gesteine überein, schirmen sie die draußen vorhandene Strahlung ab und sodann senden sie selbst eine durchdringungsfähige Strahlung aus. Je nachdem der zweite Effekt gegen den ersten überwiegt, ist die Gesamtstrahlung im Innern der Erde größer (Simplon) oder kleiner (Salzbergwerke, Valkenburger Kreide) als in der freien Luft.

Man hat demnach in dem beschriebenen Apparat ein sehr einfaches Mittel, die Radioaktivität von Gesteinen in Höhlen, Tunnels und Bergwerken zu untersuchen. Noch jüngst wies J. Joly[3]) darauf hin, daß solche Beobachtungen für die Geologie von der größten Bedeutung wären. Sie würden direkte Beweise enthalten für die Frage, ob die Temperaturzunahme im Innern der Erde radioaktiven Stoffen zuzuschreiben ist oder nicht. Es müßte nämlich der Temperaturgradient mit der durchdringenden Strahlung zugleich steigen und fallen. Namentlich Orte mit abnorm großem oder kleinem Temperaturgefälle wären bedeutungsvoll. Unsere Beobachtungen im Simplontunnel, wo bekanntlich der Temperaturgradient übernormal hoch ist, sprechen für den radioaktiven Ursprung der Wärme. Die Valkenburger Beobachtungen sind nicht dafür zu verwerten, weil die Höhlen zu wenig tief gehen, um den Temperaturgradienten mit einiger Sicherheit ermitteln zu können.

1) Cooke, Phil. Mag. 6, 483, 1903.
2) l. c.
3) J. Joly, Nature 78, 456, 1908; Naturwissenschaftliche Rundschau 23, 661, 1908.

Valkenburg (Holland-L.), Physikalisches Institut des Ignat.-Coll., Januar 1909.

(Eingegangen 11. Januar 1909.)

Einige Bestimmungen der aktiven Emanation des Meerwassers auf dem Atlantischen Ozean.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von W. Knoche.

An neun verschiedenen Tagen bot sich auf dem H. A. P. A. G.-Dampfer „Thuringia" Gelegenheit, das Meerwasser im Atlantik auf seinen Gehalt an aktiver Emanation zu prüfen; je eine Messung in der Magelhaensstraße und je eine in und vor der Bai von Corral (Westküste Chiles) schlossen sich an. Benutzt wurde das von Kohlrausch und Löwenthal für Reisezwecke reduzierte Fontaktoskop nach Engler und Sieveking (Kapazität des zusammengesetzten Apparates 9,4 cm). Das Meerwasser wurde in einer Leinenpütze von der Oberfläche geschöpft, ein Liter der Flüssigkeit mit dem Maßgefäß entnommen und vorsichtig in die zur Messung bestimmte Zinkkanne entleert, diese mit dem Gummistopfen schnell geschlossen und zwei Minuten kräftig geschüttelt, um die Emanation auszutreiben. Dann wurde statt des Stopfens schnell das Elektroskop mit dem Zerstreuungsstab aufgesetzt und das Blättchenpaar mittels Hartgummistäbchen geladen, so daß der Gesamtausschlag nach jeder Seite etwa 15 Skalenteile betrug. Selbstverständlich wurde vor der eigentlichen hier beschriebenen Messung der Normalverlust in der leeren Kanne bestimmt, um später von dem Ladungsverlust in Gegenwart der Emanation abgezogen zu werden. Beobachtet wurde der Abfall während einer halben Stunde, die gefundenen Werte mit zwei multipliziert ergaben also den Spannungsverlust in Volt/Stunde für 1 Liter Flüssigkeit. Um völlige Isolation zu erzielen, wurde ständig Natriumtrocknung angewandt. Eine häufige Nachprüfung ergab, daß bei mangelndem Zerstreuungskörper ein Zusammensinken der Blättchen, auch in geringem Maße, nie eintrat, die Isolation also ständig eine vollkommene war. Es betrug z. B. am 6. Oktober der Normalverlust während einer halben Stunde 2,1 Volt, während nach Einfüllung eines Liters Meerwasser und Schütteln in demselben Zeitraum ein Verlust von 7,1 Volt eingetreten war, also pro Stunde ein Abfall von 14,2 —4,2 oder 10,0 Volt. Es konnte natürlich nur bei ruhiger See abgelesen werden; durch öfteres, den eigentlichen Versuchen vorhergehendes Üben konnte die Genauigkeit von $^1/_{10}$ Skalenteil in der Ablesung bequem erreicht werden.

Als besonders interessantes Ergebnis zeigte es sich, daß mit Ausnahme der Messung am 23. September immer eine größere Leitfähigkeit der Luft (schwankend zwischen 6,8 und 26,4 Volt/Stunde, nach Abzug des Normalverlustes) nachzuweisen war, nachdem dieselbe mit dem

Seewasser in innige Berührung getreten war. Dies ist also ein Beweis dafür, daß im Seewasser des durchfahrenen Gebietes eine Spur von Emanation gewöhnlich enthalten zu sein scheint. Es ergeben sich in absoluten Einheiten Werte zwischen 0,00000 und 0,00029 oder nach Mache nach Multiplikation mit 1000 Werte in bezug auf den Gehalt an Emanation zwischen 0,0 und 0,3. Als Mittel der 12 Messungen erhalten wir 0,00012 in absoluten Einheiten bzw. 0,1 nach Mache. Als schwach aktive Quelle würden wir etwa eine solche bezeichnen, deren Emanation einen Wert von 2,0 (Mache) bedingt; der oben gefundene Wert würde daher besagen, daß die mittlere Aktivität der 12 Messungen etwa nur die von $^1/_{20}$ der einer schwachen Quelle ist. Bei der Kleinheit dieser Größen war natürlich eine Bestimmung der Qualität der Emanation ausgeschlossen. Über die Herkunft der Emanation läßt sich wohl nur so viel äußern, daß sie nur zum allerkleinsten Teile der Atmosphäre entstammen kann. Der größte Wert wurde in der Nähe der vulkanischen Insel Fernando Noronha gefunden; dies will bei der absoluten Kleinheit der Werte nur wenig besagen. Immerhin wäre es von Interesse, Aktivitätsmessungen besonders in der Nähe nicht erloschener vulkanischer Gebiete in verschiedenen Tiefen auszuführen. Möglich, daß hier durch Lösung von aktivem Material, vielleicht auch durch Bindung von unterseeisch entströmenden Gasen eine Anreicherung stattfinden könnte.

Ich lasse die Einzelwerte mit Angabe des Ortes (Mittagsbesteck) folgen:

Datum	Ort		Abfall Volt/Stunde	A.-E.	Mache
17. Sept. 1908	$\varphi = 12^0 28'$ N	$\lambda = 24^0 19'$ W	10,0	0,00009	0,1
18. " "	$\varphi = 8^0 24'$ N	$\lambda = 26^0 38'$ W	18,0	0,00015	0,1
19. " "	$\varphi = 4^0 24'$ N	$\lambda = 28^0 18'$ W	26,4	0,00023	0,2
20. " "	$\varphi = 0^0 27'$ N	$\lambda = 30^0 52'$ W	18,4	0,00016	0,2
21. " "	$\varphi = 3^0 54'$ S	$\lambda = 32^0 32$ W	33,2	0,00029	0,3
23. " "	$\varphi = 12^0 54'$ S	$\lambda = 35^0 40'$ W	0,0	0,00000	0,0
28. " "	$\varphi = 31^0 48'$ S	$\lambda = 49^0 40'$ W	6,8	0,00006	0,1
2. Okt. "	$\varphi = 42^0 12'$ S	$\lambda = 59^0 59'$ W	9,2	0,00008	0,1
5. " "	Eingang zur Magelhaensstraße		11,4	0,00010	0,1
6. " "	Magelhaensstraße (Princesa-I.)		10,0	0,00009	0,1
13. " "	Bai von Corral		12,0	0,00010	0,1
15. " "	Vor der Bai von Corral		11,0	0,00010	0,1

(Eingegangen 22. Januar 1909.)

Untersuchungen über die geschichtete positive Glimmlichtsäule.

(Antwort auf die Bemerkungen des Herrn E. Gehrcke[1]).)

Von R. Holm.

In meinem Autorreferat in dieser Zeitschrift[2]) habe ich allerdings mein Urteil über gewisse Untersuchungen falsch formuliert. Ich habe auch den Fehler begangen, mein erwähntes Referat nicht mit vollständigem Titel: „Experimentelle Untersuchungen über die geschichtete positive Glimmlichtsäule, insbesondere über das Schichtenpotential in H_2, N_2, He", zu benennen. Meine Hauptaufgabe war nämlich die, den Spannungsabfall innerhalb der positiven Schichten zu untersuchen. Meine Messungen von dem genannten Spannungsabfall erweitern beträchtlich das vorher sehr unvollständige Material. Auf vielerlei immer noch naheliegende und nötige Erweiterungen weise ich indessen selber im Schluß meiner Abhandlung hin.

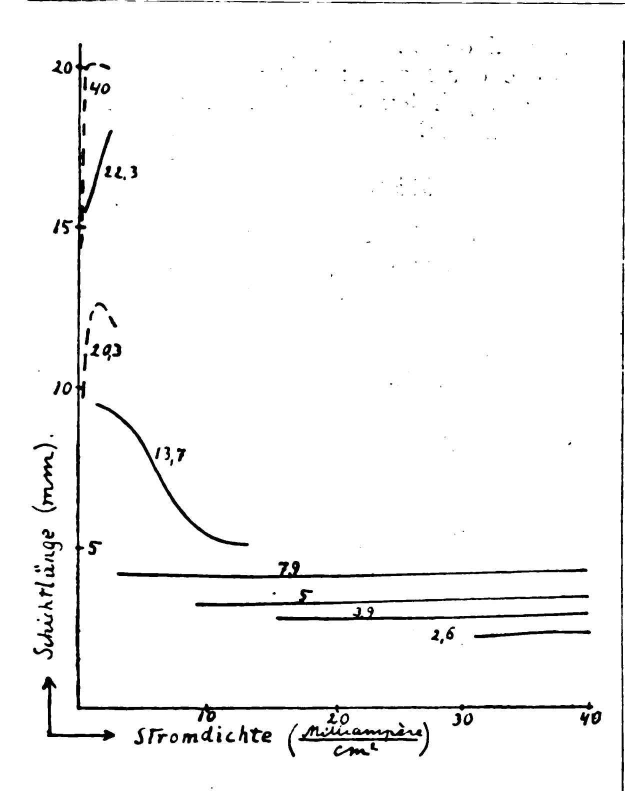
Besonders um die zu den hauptsächlichen Messungen gehörigen Umstände besser zu definieren, habe ich eine Reihe Größen nebenbei gemessen, unter anderen die Schichtenlänge. Die Literatur über Schichtenlängebeobachtungen vollständig aufzuzählen, habe ich nicht versucht; trotzdem kann sich Herr Gehrcke an meinen Literaturhinweisen[1]) leicht überzeugen, daß sein Eingehen auf ältere Arbeiten meinetwegen überflüssig gewesen ist.

Die nebenstehende Figur mag vielleicht Herrn Gehrcke interessieren. Sie gibt eine Abbildung des Gehrckeschen Diagramms, Fig. 3[2]), worin nach meinen Beobachtungen zwei Kurvenanfänge gestrichelt eingetragen sind. Das Diagramm bezieht sich auf den Gasdruck 1,14 mm. Die Rohrdurchmesser habe ich an den bezüglichen Kurven vermerkt.

Messungen verschiedener Forscher auf dem Gebiete des Elektrizitätsdurchgangs in Gasen passen oft nicht ganz einwandfrei zusammen. Eine wichtige Ursache[3]) dazu würde verschwin-

1) Diese Zeitschr. **9**, 702, 1908.
2) Diese Zeitschr. **9**, 558, 1908.

1) In den Abhandl. der Kgl. Gesellsch. d. Wissensch. zu Göttingen, Math.-phys. Kl., N. F. **6**, 2.
2) Ann. d. Phys. **15**, 521, 1904.
3) Die Verschiedenheit zwischen den ausgezogenen und gestrichelten Kurven der Figur hat einen anderen Grund.



den, wenn so experimentiert würde, daß man von einer vom Gase abhängigen untersuchten Größe behaupten könnte: Sie nähert sich asymptotisch diesem oder jenem Wert, wenn der Reinheitsgrad des Gases auf 100 Proz. zustrebt. In meinen fraglichen Untersuchungen habe ich mich nach diesem Prinzip etwas gerichtet, was aber bei früheren Potentialmessungen in der positiven Glimmlichtsäule, diejenigen Pentscheffs ausgenommen, nicht geschah.

Herr Gehrcke macht mich auf die Willowssche Ansicht, Doppelschichten kämen auch in reinem Gase vor, aufmerksam. Ich kannte Willows' Behauptung, habe sie aber nicht erwähnt, weil Willows in von *Hg* nicht gereinigtem Wasserstoff beobachtet hat. Wenn man, wie Willows[1]), vom ganzen Wasserstoffspektrum in der positiven Säule nur die Linien H_α, H_β und H_γ sieht, so ist man übrigens nicht berechtigt, den spektroskopischen Reinheitsgrad des Gases zu beurteilen.

1) Proc. Cambr. Phil. Soc. **10**, 309 Mitte, 1900.

(Eingegangen 22. Januar 1909.)

Zeemaneffekt in schwachen Magnetfeldern.

Von S. Amano und H. Nagaoka.

Die seitens verschiedener Physiker angestellten bisherigen Experimentaluntersuchungen über den Zeemaneffekt erfolgten zumeist in Feldern von mehreren Tausend Gauß bis hinauf zu dem höchsten mit kräftigen Elektromagneten für gewöhnlich erreichbaren Werte. Beobachtungen in schwachen Feldern sind leider sehr spärlich, einerseits wegen der Schwierigkeit, feine Spektrallinien zu erhalten, und andererseits wegen der Notwendigkeit, Instrumente mit hoher Auflösungskraft zu verwenden. Gehrcke und v. Baeyer[1]) haben die Trennung der Trabanten der Quecksilberlinie $\lambda = 546{,}1\ \mu\mu$ in einem Felde von 535 Gauß gemessen. Das ist vielleicht die kleinste magnetische Feldstärke, die jemals bei der Beobachtung des Zeemaneffektes benutzt worden ist. Die genannten Forscher fanden indessen nicht die von der Theorie vorausgesagte Asymmetrie. Die Messung des Abstandes zwischen den getrennten Linien des Zeemantripletts in schwachen Feldern ist überaus wünschenswert, insofern als der Theorie zufolge der Betrag der Trennung sich hier langsamer ändern soll als in starken Feldern, in denen er nahezu direkt proportional der Magnetisierungsstärke ist.

Nach Voigt[2]) gelten für Licht, das sich senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien fortpflanzt, die Gleichungen

$$4\delta' = -\xi + \sqrt{4c^2\mathfrak{H}^2 + \xi^2},$$
$$4\delta'' = -\xi - \sqrt{4c^2\mathfrak{H}^2 + \xi^2}.$$

Hier sind δ' und δ'' der durch die Magnetisierung hervorgerufenen Wellenlängendifferenz proportional, und der Betrag der Trennung zwischen den äußeren Komponenten eines Tripletts ist demnach proportional $(\delta' - \delta'')$. ξ und c sind von der Natur des Mediums abhängige Konstanten, und $\mathfrak{H}$ ist die Feldstärke. Der Betrag der Trennung der Linien ist somit proportional der Größe

$$2(\delta' - \delta'') = \sqrt{4c^2\mathfrak{H}^2 + \xi^2}$$

und wird durch eine Hyperbel dargestellt. Ist $\mathfrak{H}$ genügend groß, so wird

$$\delta' - \delta'' = c\mathfrak{H},$$

und der Betrag der Trennung ist dann der Feldstärke direkt proportional. Genau genommen enthält der Ausdruck 4δ unter der Wurzel ein von der Schwingungsdämpfung abhängiges Glied.

Der Absorptionskoeffizient $\varkappa$ und der Brechungsexponent n sind durch die Gleichungen

$$n^2(1 - \varkappa^2) = 1 + \frac{\xi(P + \xi)}{2P},$$

$$2n^2\varkappa = \frac{\xi(P + \xi)}{2\Theta_1 P}$$

gegeben, in denen

$$P = \sqrt{4c^2\mathfrak{H}^2 + \xi^2}$$

1) Gehrcke und v. Baeyer, Verh. d. D. Phys. Ges. **8**, 399, 1906.
2) Voigt, Ann. d. Phys. (4) **1**, 378, 1900.

ist und Θ_1 eine von der Natur des Mediums abhängige Konstante darstellt.

Nach der vorstehenden Theorie ist also die Kurve, welche die anfängliche Verschiebung der äußeren Komponenten eines Tripletts darstellt, eine Hyperbel und nähert sich in starken Feldern asymptotisch einer Geraden. Bei schwacher magnetisierender Kraft ist die nach Rot hin gelegene Komponente heller als die nach Violett hin gelegene; mit zunehmender Kraft nähert sich die Intensität aber allmählich der Gleichheit. Überdies liegen die Linien ein wenig unsymmetrisch zur Mittellinie.

Bei unseren jetzigen Versuchen wurde das Magnetfeld mit Hilfe eines kleinen Elektromagnets hervorgerufen, dessen Polschuhe abgestumpft waren und sich unter einem Winkel von etwa 80° verjüngten. Der Durchmesser der einander zugekehrten Flächen betrug 1,2 cm und der Luftraum zwischen ihnen 6 mm. Der Magnetisierungsstrom wurde von Sammlern geliefert, und seine Stärke wurde mit einem Luftreibungsgalvanometer von Siemens gemessen, das zuvor mit Hilfe einer Thompsonschen Stromwage geeicht worden war. Die Funkenstrecke war in der Mitte zwischen den Polschuhen angeordnet. Die Feldstärke bei einer gegebenen Stromstärke wurde mittels einer flachen Spule gemessen, die durch ein empfindliches D'Arsonval-Galvanometer geschlossen war. Zur Vermeidung von Unregelmäßigkeiten im Werte der magnetisierenden Kraft infolge unvollkommener Entmagnetisierung hatten wir besondere Vorkehrungen getroffen, um den Strom allmählich abzuschwächen und seine Richtung umzukehren; das geschah in rascher Folge mit Hilfe eines durch ein Zahnrad getriebenen Umschalters. Der Magnet kann vollkommen entmagnetisiert werden; die Feldstärke ist daher bis auf wenige Gauß genau. Diese Vorsichtsmaßregel ist für die Beobachtung des Zeemaneffekts in schwachen Feldern unerläßlich. Mehrere Unregelmäßigkeiten bei den ersten Versuchen rührten, wie sich später herausgestellt hat, von der unvollkommenen Entmagnetisierung her.

Der Induktor von 35 cm Funkenlänge wurde mit einem Turbinenunterbrecher betrieben, und wir sorgten stets dafür, daß die Primärstromstärke während der Dauer der Beobachtung konstant blieb. In den Stromkreis der Funkenstrecke waren Leidener Flaschen und verstellbare Selbstinduktionen eingeschaltet; durch deren Regulierung war es im allgemeinen möglich, scharf bestimmte Spektrallinien zu erhalten.

Die Verschiebung der Linien wurde mittels eines von Hilger gelieferten Stufengitterspektroskops gemessen. Die Konstanten dieses Instrumentes waren:

Anzahl der Platten: 35,
Dicke der Platten: 9,35 mm,
Brechungsindex des Glases für die in Ångström-Einheiten ausgedrückte Wellenlänge λ:

$$n = 1,55555 + \frac{5,1595 \cdot 10^5}{\lambda^2} + \frac{3,3032 \cdot 10^{12}}{\lambda^4},$$

Abstand zwischen den Spektren zweier aufeinanderfolgender Ordnungen:

$$\delta\lambda_{max} = 0,630 \text{ Å.-E. für } \lambda = 6000 \text{ Å.-E.}$$

und

$$\delta\lambda_{max} = 0,239 \text{ Å.-E. für } \lambda = 4000 \text{ Å.-E.},$$

Grenze des Auflösungsvermögens:

$$\delta\lambda = 0,012 \text{ Å.-E.},$$

Auflösungsvermögen:

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = 430000 \text{ für } \lambda = 5000 \text{ Å.-E.}$$

Da jede Spektrallinie eine endliche Breite hat, so ist es unmöglich, den Zeemaneffekt in sehr schwachen Feldern an scharf getrennten Linien zu messen. Im Funkenspektrum kann man es durch geeignete Einstellung der Selbstinduktion und der Kapazität im Stromkreise im allgemeinen dahin bringen, daß die hellen Linien scharfe Kanten haben. An solchen Linien läßt sich der Zeemaneffekt leicht durch die Verbreiterung wahrnehmen, welche die Linie selbst in schwachen Feldern erfährt. Mißt man also die Breite der Linie, wenn sie hinreichend scharfe Ränder hat, so kann man den Effekt messen, obschon die Linien nicht getrennt werden. Bei einem Triplett soll nach der Theorie die Verschiebung der äußeren Komponenten der Feldstärke nicht direkt proportional sein. Will man die Natur des Effektes untersuchen, wenn die lineare Beziehung zur Feldstärke nicht erfüllt ist, so muß man notgedrungen zahlreiche Messungen bei verschiedenen Feldstärken vornehmen. Zu diesem Behufe nahmen wir von dem üblichen Verfahren, die Linien zu photographieren, Abstand und maßen die Breite der durch das Übereinandergreifen der äußeren Komponenten gebildeten Linie mit Hilfe eines Mikrometers von Repsold.

Die Mikrometerteilung wurde bei jedem Versuch durch Messung des Abstandes zwischen zwei aufeinanderfolgenden Spektren geeicht. Bei $\lambda = 5835$ Å.-E. entsprach ein Mikrometerteil 0,0044 Å.-E. Wenn die Ränder der Linie scharf begrenzt waren, so betrug der mittlere Fehler bei fünf Beobachtungen an jeder Linie für gewöhnlich weniger als einen Mikrometerteil. Da die Empfindlichkeit des Auges bei den einzelnen Beobachtern verschieden ist, so gingen die Angaben der beiden Beobachter über die Breite der Linie etwas auseinander; der Betrag der Verbreiterung stimmte aber innerhalb der Beobachtungsfehlergrenzen überein. Durch ein vor das Okular gesetztes kleines Wollastonsches Prisma zerlegten wir die Komponenten

in solche, die parallel, und solche, die senkrecht zur Feldrichtung polarisiert waren. Wir konnten somit alle Linien zugleich in zwei verschiedenen Gruppen beobachten.

Von den verschiedenen Linien der gewöhnlichen Metalle waren die Goldlinien $\lambda = 6276$ Å.-E. und $\lambda = 5835$ Å.-E. für die Messung der Verbreiterung besonders geeignet, da sie bemerkenswert scharfe Ränder haben. Die Beobachtungen des Effektes, die wir beide an verschiedenen Tagen ausgeführt haben, stimmen nahezu überein und sind in den nachstehenden Figuren veranschaulicht. Fig. 1 zeigt die Trennung der äußeren Komponenten des Tripletts bei $\lambda = 6276$ Å.-E. Die Verbreiterung ist be-

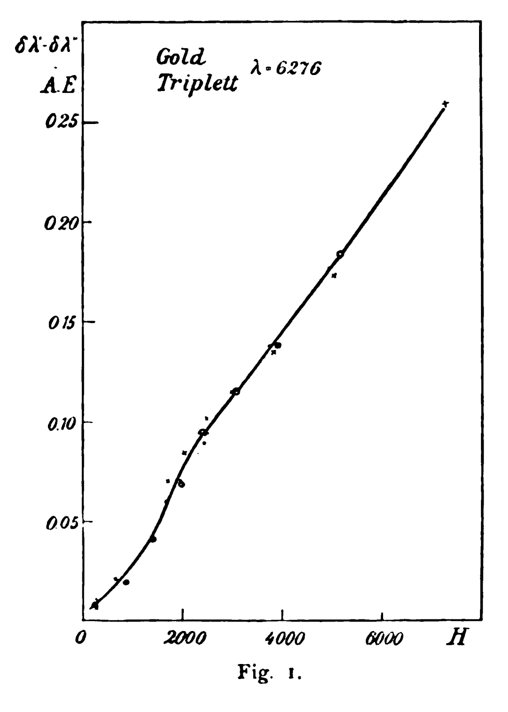


Fig. 1.

reits in einem Felde von 240 Gauß meßbar; bei Steigerung der Magnetisierungsstärke erfolgt die Trennung ziemlich langsam, nimmt aber allmählich zu, so daß die Kurve für die Beziehung zwischen der Feldstärke $\mathfrak{H}$ und dem Betrag der Trennung der äußeren Komponenten, $\delta\lambda' - \delta\lambda''$, leicht konvex gegen die $\mathfrak{H}$-Achse ist. Bei einem Felde von 5000 Gauß geht die Kurve asymptotisch in eine Gerade über. Es zeigt sich auch eine leichte Krümmung in der Kurve bei $\mathfrak{H} = 3000$ Gauß. Diese Unregelmäßigkeiten beruhen vermutlich auf einer Asymmetrie in der Intensität der Komponenten; in schwachen Feldern ist die eine Komponente heller als die andere, und zwar sind sie einigermaßen komplementär; in starken Feldern gleicht sich aber die Intensität aus. Das vorliegende Verfahren, bei dem der Zeemaneffekt aus der Messung der Verbreiterung der übereinandergreifenden Linien

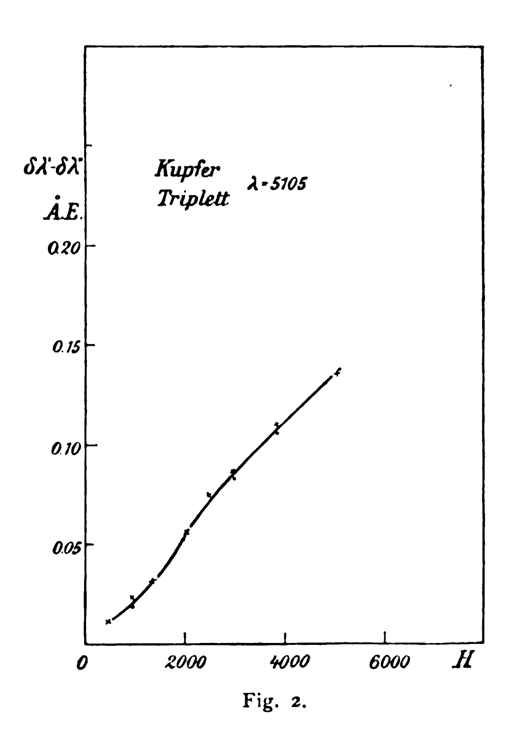


Fig. 2.

bestimmt wird, leidet also an einer geringen Unsicherheit, die von der verschiedenen Helligkeit der Komponenten herrührt. Diese Unsymmetrie wird zu geringen Abweichungen von den Werten führen, die man aus Messungen an deutlich getrennten Linien erhält, und wird die Erklärung für die oben erwähnten Unregelmäßigkeiten geben. Ein ähnliches Verhalten zeigt die Kupferlinie $\lambda = 5105$ Å.-E., die gleichfalls in ein Triplett zerlegt wird (siehe Fig. 2).

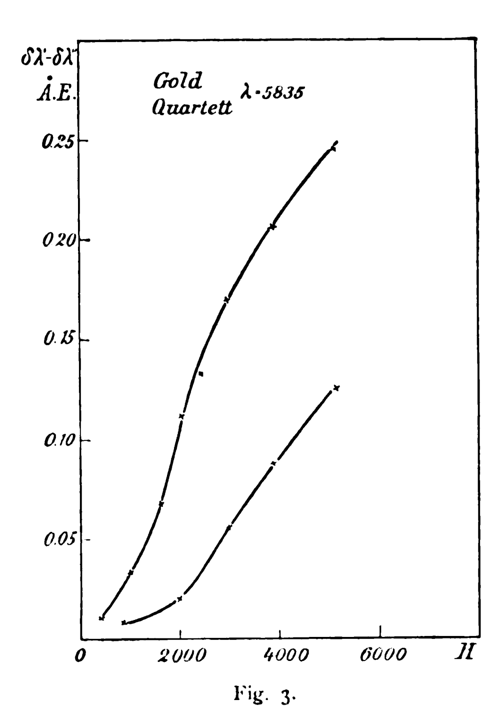


Fig. 3.



Bei dem Quartett $\lambda = 5835$ Å.-E. sind die Kurven, die den Zusammenhang zwischen der Trennung der Komponenten und der magnetischen Feldstärke darstellen, deutlicher gekrümmt als bei dem Triplett (siehe Fig. 3).

Die innere Komponente der Magnesiumlinie $\lambda = 5172$ Å.-E. ist nicht so scharf wie die Goldlinie $\lambda = 5835$ Å.-E., aber die Abweichung vom geradlinigen Verlauf ist in der Kurve Fig. 4 deutlich ersichtlich.

Bedenkt man, in welcher Weise sich die Intensität der äußeren Komponenten des Tripletts ändert, so ist es klar, daß in sehr schwachen Feldern die eine Komponente kaum zu sehen ist, so daß die Breite der übereinander-

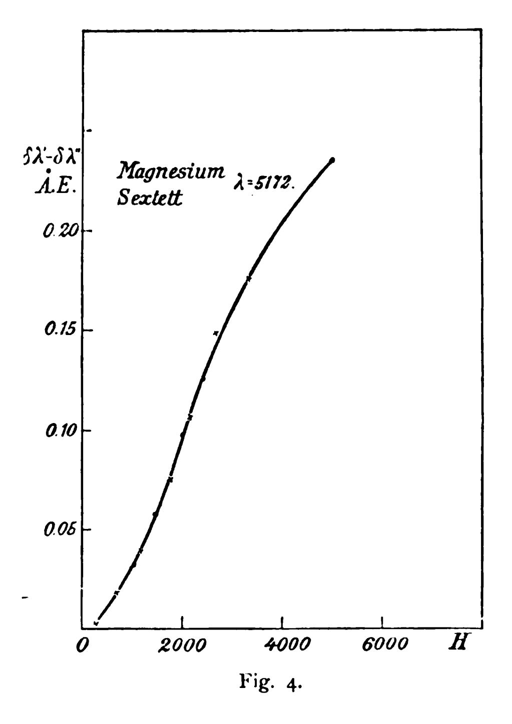


Fig. 4.

gelagerten Linien kleiner erscheinen muß, als sie in Wirklichkeit ist. Mit zunehmender Feldstärke wird die schwächere Komponente allmählich heller, und die Kante der Linie wird deutlich sichtbar, aber nicht in solcher Lage, daß sie genau symmetrisch zu der anderen ist. Die hellere Linie wird offenbar etwas breiter erscheinen als die schwächere; infolgedessen muß sich der Effekt aus der Messung der Verbreiterung der übereinandergreifenden Linien, die man durch Verringerung der anfänglichen Breite erhält, etwas größer ergeben, als er in Wirklichkeit ist.

Es erscheint weiter durchaus wahrscheinlich, daß die Breite der Linien, ehe diese ihre endgültige Intensität erlangen, einen Höchstwert erreichen und dann langsam einem stetigen Werte zustreben wird. Bei den verschiedenen Linien, die wir untersucht haben, fanden wir, daß die Breite der Komponenten bei der Trennung unter der Einwirkung einer hinreichenden magnetischen Feldstärke nicht verschieden ist und immer denselben Wert beibehält wie bei der Feldstärke null. Auf dieser Stufe ist der Intensitätsunterschied mit dem Auge nicht mehr wahrnehmbar. Wenn ein derartiges Maximum in Feldern auftritt, bei denen in den verschiedenen bereits wiedergegebenen Figuren eine geringe Krümmung auftritt, so wird die Kurve, die den Zusammenhang zwischen $\delta\lambda$ und $\mathfrak{H}$ darstellt, in schwachen Feldern stärker gekrümmt sein und schließlich in eine Gerade übergehen. Die Kurve, die den Zeemaneffekt in einem Triplett darstellt, ist somit höchstwahrscheinlich eine Hyperbel, wie dies Voigt vorausgesagt hat.

Die Asymmetrie in bezug auf die Mittellinie ist bisher noch nicht untersucht worden.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 25. Dezember 1908.)

Eine allgemeine Formel für gesättigte Dämpfe.

Von O. Pilling.

In der bekannten Gleichung von van der Waals, $p + P = RT/(v-b)$, bedeutet p den äußeren, P den Molekulardruck, v das Volumen der Gewichtseinheit, T die absolute Temperatur, R und b Konstanten. Die Gleichung soll der Theorie nach für Flüssigkeiten ebensowohl als für gesättigte Dämpfe gelten. Beide wurden dabei als kontinuierliche Massen aufgefaßt, und diese Auffassung ist deshalb berechtigt, weil es sich stets um Mittelwerte handelt, d. h. um Summen einer sehr großen Zahl von Werten, dividiert durch diese Werte selbst.

Wenn dies gestattet ist, dann wird auch die Übergangsschicht von Flüssigkeit zu gesättigtem Dampfe so angesehen werden können, als ob in ihr die Dichte sich nicht sprungweise, sondern kontinuierlich, aber sehr schnell änderte, und zwar von einem Werte, welcher der Dichte in der Flüssigkeit entspricht, bis zu einem zweiten, entsprechend der Dichte im gesättigten Dampfe.

Die Dichte würde demnach unter dem Einflusse der Molekularkräfte von der Flüssigkeit nach dem Dampfe zu abnehmen, so wie in analoger Weise der Luftdruck mit der Höhe abnimmt, und so, wie hier sich eine Beziehung zwischen Druckabnahme und Höhe finden läßt, wird man auch in ersterem Falle eine Gleichung für den Molekulardruck aufstellen können.

Bei dem Luftdruck geht man von einer Druckzunahme ∂p bei einer Höhenabnahme ∂z aus, erstere wird bestimmt durch das Gewicht einer Luftschicht von der Dicke ∂z und durch



den hierdurch hervorgerufenen Druck auf die Flächeneinheit, ist also abhängig vom spezifischen Volumen. Letzteres läßt sich aber nach dem Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetz durch Druck und Temperatur ausdrücken und man kann leicht integrieren.

In unserm Falle kann man so nicht verfahren. Zunächst gilt für Flüssigkeiten nicht das Mariottesche Gesetz, sondern die Gleichung von van der Waals; dazu kommt aber noch ein weiteres Bedenken. Bei der Berechnung des Luftdrucks wird nur das spezifische Gewicht in Betracht gezogen, d. h. die Menge der Moleküle in der Raumeinheit, man müßte aber eigentlich auch die Beschleunigung, welche diese Teilchen durch die Schwere erhalten, in Rechnung ziehen. Hierdurch erhalten die fallenden Moleküle einen Zuwachs von kinetischer Energie, der einen Einfluß auf die Temperatur haben müßte. Bei der Berechnung des Luftdrucks wird dies belanglos sein, schwerlich aber in unserm Falle, wo die Kraft, die den sehr hohen Molekulardruck hervorruft, sehr groß ist und durch eine nur sehr kleine Strecke, nämlich in der Übergangsschicht von Flüssigkeit zu gesättigtem Dampfe, wirkt. Deshalb geht man besser nicht von der Druckabnahme, sondern vom spezifischen Volumen aus.

Hierbei soll selbstverständliche Voraussetzung sein, daß wenn man ein Blech in eine ruhende Flüssigkeit bringt, der Druck auf Vorder- und Hinterseite desselben gleich sein muß. Ebenso muß, wenn man sich eine Ebene durch die Flüssigkeit gelegt denkt, der Druck auf die eine Seite denselben Wert haben, wie auf die andere, weil sonst kein Gleichgewicht herrschen könnte, vielmehr die Massen in der Richtung des stärksten Druckes weggedrängt werden müßten.

Denkt man sich nun in einem Gefäß unten Wasser, oben gesättigten Dampf, so müßte nach dieser Auffassung in jedem Raumelement der Grenzschicht das spezifische Volumen einen bestimmten Durchschnittswert besitzen. Überall würde die van der Waalssche Gleichung gelten, nur würde P und v rasch in der Grenzschicht von unten nach oben beziehungsweise ab- und zunehmen.

Ist die Grenzschicht der XY-Ebene parallel, dann würden sich v und P als Funktionen von z darstellen lassen. Liegt der Endpunkt einer Ordinate z im Innern der Grenzschicht, dann lege man eine Ebene A parallel zur XY-Ebene, ebenso eine zweite B parallel mit ihr durch den Endpunkt der Ordinate $z + \partial z$, und eine dritte C ebenso durch den Punkt $z - \partial z$.

Dann bilden die drei Ebenen zwei Schichten, in der zwischen A und B liegenden sei das spezifische Volumen v_1, in der zwischen A und C liegenden v_2, so daß $v_1 > v_2$ wäre.

Dann müßte der Druck auf die Ebene A von oben bezeichnet werden durch $P + p = RT/(v_1 - b)$, und der Druck auf dieselbe Ebene von unten durch $P + p = RT/(v_2 - b)$.

Man sieht dann sofort, daß, wenn $P + p$ gleich sein soll, T in beiden Fällen etwas verschieden sein muß, daß also hier die Beschleunigung durch die Molekularkräfte berücksichtigt werden muß. Die Molekularkraft fällt in unserm Falle in die Richtung der Z-Achse und wirkt nach dem Innern der Flüssigkeit hin. Im Innern selbst, sowohl der Flüssigkeit als auch des Dampfes, verschwindet sie, da dort nach allen Seiten die anziehenden Massen und ihre Entfernungen gleiche Verteilung haben; demnach ist sie nur in der Grenzschicht wirksam.

Nun ist: $RT = {}^1/_3 n \cdot mc^2$, wobei n die Zahl der Moleküle in der Gewichtseinheit (1 kg) und ${}^1/_2 mc^2$ die mittlere lebendige Kraft, c^2 den Mittelwert von den Quadraten der Geschwindigkeit des Schwerpunkts eines Moleküls bezeichnete.

Wird nun ein Molekül durch die Molekularkraft Z beeinflußt, und wirkt diese beschleunigend durch die Strecke ∂z, so ist der Zuwachs von mc^2 hierdurch $= 2 Z \partial z$. Diesen Zuwachs erhält aber nur die oberste der zwischen z und $z + \partial z$ befindlichen Massen, die unterste erhält gar keinen, demnach ist der mittlere Zuwachs nicht $2 Z \partial z$, sondern nur $Z \partial z$.

Dann ist aber die Zunahme von nmc^2 durch den Molekulardruck $= n Z \partial z$ und der von RT ist $n Z \partial z / 3$.

Dann hätte man für den Druck von oben (vom Dampfe nach der Flüssigkeit) auf die Ebene A:

$$P + p = (RT + {}^1/_3 Z \partial z)/(v_1 - b)$$

und für den Druck von unten ebenso

$$P + p = (RT - {}^1/_3 Z \partial z)/(v_2 - b),$$

folglich:

$$RT \{ 1/(v_1 - b) - 1/v_2 - b) \} = -\frac{n Z \partial z}{3} \{ 1/(v_1 - b) + 1/(v_2 - b) \}$$

oder

$$RT \frac{\partial\, 1/(v - b)}{1/(v - b)} = -\frac{2 n Z \partial z}{3}$$

oder

$$ln \frac{V - b}{v - b} = {}^2/_3 \frac{n}{RT} \int Z \partial z.$$

Hierbei würde V das spezifische Volumen des Dampfes, v dasjenige der Flüssigkeit bedeuten, dann würde die Integration von $\int Z \partial z$ sich von einem Punkte im Innern der Flüssigkeit bis auf einen Punkt im Innern des Dampfes beziehen.

Dann ist aber $\int Z \partial z$ die Energiezunahme, die ein Molekül erhält, wenn es aus dem Dampfe in die Flüssigkeit gebracht wird, und $n \int Z \partial z$ wird sich in derselben Weise auf die Gewchtseinheit beziehen.

Ist nun r die Wärme, die man durch Kondensation von 1 kg Dampf erhält, oder, was dasselbe ist, die Verdampfungswärme, so ist sie ein Maß für die oben erwähnte Energie und man hat:

$$r = A \cdot n \int Z \partial z,$$

wobei $A = {}^1/_{424}$. Also ist auch

$$ln \cdot \frac{V-b}{v-b} = 2r/3ART.$$

Bei der Integration wurde vorausgesetzt, daß weder R noch b noch T in der Grenzschicht sich ändern, was jedenfalls für T zutrifft.

Bezeichnet man nun weiter mit P_1 und P_2 die Molekulardrucke im Dampfe und in der Flüssigkeit, so ist, wenn p den äußeren Druck bedeutet,

$$(P_1+p)(V-b) = RT \text{ und } (P_2+p)(v-b) = RT.$$

Bei nicht zu hohem äußerem Druck verschwindet aber b gegen V, ebenso P_1 gegen p und wieder p gegen P_2. Dann hätte man

$$pV = RT \text{ und } P_2(v-b) = RT.$$

Setzt man dies ein, und schreibt man einfach P für P_2, so hat man:

$$ln\, P/p = 2r/3ART.$$

Für P hat van der Waals den Ausdruck a/v^2 gegeben, wobei a eine Konstante sein sollte. Da nun v sich bei nicht zu hohem Druck nur sehr wenig ändert, dagegen p außerordentlich schnell mit der Temperatur wächst, so kann man im Vergleich zu p P als konstant ansehen, man erhält dann

$$2r/3ART = c - ln\, p.$$

Ferner ist $ART = 2T/M$ (M ist das Molekulargewicht $= 2$ für Wasserstoff), also:

$$c - ln\, p = \frac{rM}{3T}.$$

Die Gleichung

$$2r/3ART = rM/3T = ln\, P/p$$

würde sich prüfen lassen, wenn man den Wert von P wüßte.

Nun bestimmt man bekanntlich a ($P = a/v^2$) aus den kritischen Daten. Letztere sind aber nur für wenige Flüssigkeiten bekannt und außerdem hat es sich gezeigt, daß a sich ziemlich stark mit der Temperatur verändert. Man muß also versuchen, a, und damit $P = a/v^2$, auf andere Weise zu bestimmen.

Nun findet sich eine Beziehung von a zur Verdampfungswärme angegeben in Nernsts theoretischer Chemie (Ausg. von 1893, S. 204). Die Gleichung lautet:

$$\lambda - p(v_0 - v_0') = a(1/v_0' - 1/v_0),$$

wobei λ die Verdampfungswärme, p den äußeren Druck, v_0 und v_0' die spezifischen Volumina von Dampf und Flüssigkeit bedeuten. Man erhält sie so, daß man setzt $P = a/v^2$ und integriert, so daß $\lambda = \int (P+p)\partial v = \int \left(p + \frac{a}{v^2}\right)\partial v$.

Aber auch diese Gleichung gibt zu Bedenken Anlaß. Ganz abgesehen davon, daß es fraglich ist, ob man die gegenseitige Anziehung der Moleküle so ansehen kann, als ob wirklich ein äußerer Druck auf ihnen bezw. auf der Flüssigkeit lastete, bedeutet $\int \frac{a}{v^2}\partial v$ eine Summe von unendlich vielen Gliedern, von denen beim ersten v das spezifische Volumen der Flüssigkeit, beim letzten das des Dampfes bezeichnet. Eine solche Summe kann man sich physikalisch nur dann bilden, wenn man die Flüssigkeit im geschlossenen Raume bis zum kritischen Punkt erhitzt und dann unter passender Wärme- und Druckveränderung wieder auf die Anfangstemperatur und auf das Volumen des Dampfes bringt. Wenn man nun den Dampf kondensiert, also alles wieder in den Anfangszustand bringt, so muß die Kondensationswärme vermindert und die zu äußerer Arbeit verwendete allerdings gleich $\int P\partial v$ sein; aber letzteres braucht nicht dasselbe zu sein, wie $a(1/v_0' - 1/v_0)$. Denn erstens wirken die Molekularkräfte keineswegs nur an der Oberfläche, sondern auch im Innern einer Flüssigkeit, nur machen sie sich dort nicht bemerkbar, weil die Massen gleiche Verteilung haben. Wenn aber das Volumen wächst, die Massenteilchen sich demnach voneinander entfernen, so ist es fraglich, ob dies nicht mit zu berücksichtigen ist. Jedenfalls aber durchläuft a und v vom Anfangswert bis zum kritischen Punkt eine Reihe von Werten bei sehr verschiedener Temperatur. Da nun aber a nicht konstant bleibt, da sogar verschiedene Werte von P angegeben werden (Clausius z. B. setzt $P = a/(v+b)^2 T$), so ist die Richtigkeit der obigen Gleichung durchaus unkontrollierbar.

Auf andere Weise kann man vielleicht, ohne diese Bedenken, zu einer Beziehung zwischen latenter Wärme und P kommen.

In einer unbegrenzten Wassermenge, über der sich gesättigter Dampf befindet, und bei der wieder die Oberfläche mit der XY-Ebene zusammenfalle, liege das Raumelement $\partial x \partial y \partial z$ am Ende einer Ordinate $z = z_1$. Die Dichtigkeit in ihm sei s_1, dann wird die in dem Element befindliche Masse durch die umliegenden Massen nach oben und nach unten hingezogen. Liegt nun eine Schicht von der Dicke ∂z und von z_1 um h entfernt oberhalb, parallel zur XY-Ebene, und ist die Dichte dort s_2, so wird die Anziehung sich darstellen lassen durch

$$\partial x \partial y \partial z \cdot s_1 \cdot \varphi(h) s_2 \cdot \partial h.$$

Liegt eine zweite Schicht ebenfalls vom Element um h entfernt unterhalb und parallel

zur ersten, und ist die Dichte dort s_3, so ist die Beziehung $= \partial x \partial y \partial z s_1 \varphi(h) \partial h s_3$. Demnach die algebraische Summe der beiden

$$= \partial x \partial y \partial z s_1 (s_3 - s_2) \varphi(h) \partial h.$$

Man erhält sofort die Anziehung aller Schichten, wenn man von den Grenzen des Elements bis ∞ integriert, bezeichnen wir sie durch $\Delta^2 A$, so ist $\Delta^2 A = \partial x \partial y \partial z s_1 \int (s_3 - s_2) \varphi(h) \partial h$, der Druck auf die Fläche $\partial x \partial y$, und der Druck auf die Flächeneinheit, er heiße ΔA, soweit er herrührt von der Anziehung auf die Schicht am Ende von $z = z_1$ ist $\Delta A = \partial z s_1 \int (s_3 - s_2) \varphi(h) \partial h$. Das Integral hat aber eine weitere Bedeutung. Wenn man die Anziehung nicht auf die in einem Raumelement befindlichen Massen, sondern auf eine beliebige Masse $\partial \mu$, am Ende der Ordinate $z = z_1$, bezieht, so ist $\partial \mu \cdot \partial z \int (s_3 - s_2) \varphi(h) \partial h$ die Arbeit, die $\partial \mu$ leisten muß, wenn es die Strecke ∂z durchläuft.

Der Gesamtdruck P wird erhalten, wenn man die Anziehung aller Schichten addiert, also $P = \int_a^b \partial z s_1 \int \varphi(h) \partial h (s_3 - s_2)$, wobei a und b Punkte im Innern der Flüssigkeit und des Dampfes bezeichnen, wo die Dichte konstant ist; und das Integral $\partial \mu \int_a^b \partial z \int \varphi(h) \partial h (s_3 - s_2)$ bezeichnet die Arbeit, die aufzuwenden ist, wenn $\partial \mu$ unter Einfluß der Molekularkräfte aus der Flüssigkeit in den Dampf gebracht wird. Für ein 2., 3. Teilchen wird die Arbeit durch dasselbe Integral ausgedrückt werden können, also auch für ihre Summe. Setzt man diese Summe gleich der Gewichtseinheit, so entspricht der durch das Integral ausgedrückten Arbeit die sogenannte, in der Regel mit ϱ bezeichnete innere latente Wärme, die man erhält, wenn man von der Verdampfungswärme den auf die äußere Arbeit fallenden Betrag abzieht. Man hat dann, wenn $A = {}^1/_{424}$,

$$\varrho = A \int_a^b \partial z \int \varphi(h) h (s_3 - s_2)$$

(ϱ ist die sogenannte innere latente Verdampfungswärme).

Auf das zuerst betrachtete Element werden aber nur die in allernächster Nähe befindlichen Massen einwirken, dann wird man s_3 und s_2 durch s_1 und h nach den bekannten Reihen ausdrücken können. Man hat dann:

$$s_2 = s_1 + h \cdot \partial s_1 / \partial z + h^2 \partial^2 s / 1 \cdot 2 \partial z_2$$

und

$$s_3 = s_1 - h \partial s_1 / \partial z + h^2 \partial^2 s / 1 \cdot 2 \partial z^2,$$

also

$$s_2 - s_3 = 2h \partial s_1 / \partial z + \frac{2h^3}{1 \cdot 2 \cdot 3} \partial^3 s_1 / \partial z^3 \cdots$$

und

$$P = -2 \int_a^b s_1 \partial z \cdot \left\{ \frac{\partial s_1}{\partial z} \int \varphi(h) h + \frac{\partial^3 s_1}{\partial z^3} \frac{1}{1 \cdot 2 \cdot 3} \int \varphi(h) h^3 \partial h \right\}.$$

Die Integrale $\int \varphi(h) h \partial h$ usw. waren zu nehmen von einem Punkte an den Grenzen des zuerst betrachteten Elementes bis ∞, sie sind also von s unabhängig und würden sich integrieren lassen, wenn $\varphi(h)$ bekannt wäre. Jedenfalls haben sie einen bestimmten von s unabhängigen Wert, können also als Konstanten angesehen werden. Da ferner in a und b die Dichte konstant sein sollte, so verschwinden für diese Punkte alle Differentialquotienten von s und dann auch alle Integrale von der Form $\int_a^b s \partial^3 s / \partial z^3 \partial z \cdots$.

Letzteres läßt sich nämlich integrieren, man hat

$$\int s \partial^3 s / \partial z^3 \partial z = s \partial^2 s / \partial z^2 - \int \partial s / \partial z \, \partial^2 s / \partial z \cdot \partial z$$
$$= s \partial^2 s / \partial z^2 - {}^1/_2 (\partial s / \partial z)^2$$

und ebenso lassen sich alle übrigen Integrale dieser Art durch partielle Integrationen entwickeln. Bezeichnet man nun $-\int \varphi(h) h \cdot \partial h$ mit K, so ist

$$P = 2 \int_a^b s_1 \partial z \cdot \frac{\partial s_1}{\partial z} \cdot K = K \cdot (s_f^2 - s_d^2),$$

ebenso $\qquad \varrho = 2A \cdot K (s_f - s_d),$

wobei s_f die Dichte in der Flüssigkeit, s_d die im Dampfe sein soll.

Dann ist

$$P = \varrho (s_f + s_d) / 2A = \frac{\varrho}{2A} \left(\frac{1}{v} + \frac{1}{V} \right),$$

wenn v und V die spezifischen Volumina von Flüssigkeit und Dampf bezeichnen, und da in der Regel V sehr groß gegen v ist, so hat man nach $2AP \cdot v = \varrho$, eine Gleichung, die demnach von der bei Nernst angegebenen verschieden ist.

Für Wasser hat man nun, wenn alles in Metern und Kilogrammen ausgedrückt wird, beim Siedepunkte

$$\varrho = 496 \cdot 424 \text{ kg/m}, \quad v = 1{,}043 \cdot 10^{-3} \text{ cbm/kg},$$

also

$$P = \frac{496 \cdot 424}{2 \cdot 1{,}043 \cdot 10^{-3}}, \quad \log P = 8{,}00356.$$

P läßt sich auch auf andere Weise bestimmen. Setzt man nach van der Waals $P = a/v^2$, so hat man: $a = \varrho v / 2A$, demnach müßte ϱv konstant sein. Das ist aber nicht der Fall, vielmehr nimmt ϱv ziemlich stark ab. Für Wasser ist:

bei	$t =$ 0	50	100	150	200
	$a = \varrho v / 2 =$ 287	271	258	248	241
	$a T^{1/3} =$ 1860	1860	1850	1860	1880

Für Äther ist bei

$t = v\varrho = 86{,}5$, $\varrho T^{1/3} = 561$; bei $t = 100$ ist $\varrho \cdot v_{100} / v_0 = 82{,}4$ und demnach $v T^{1/3} = 593$.

Also nicht ϱv, sondern das Produkt $\varrho v T^{1/3}$ ist konstant, demnach wäre für Wasser $P = c / v^2 T^{1/3}$, wobei nun c eine wirkliche Konstante ist; man

hätte dann $c(v-b) = RT^{4/3}v^2$ für Wasser. Die Gleichung scheint aber auch für die anderen Flüssigkeiten, mit Ausnahme des Quecksilbers, bei dem a und b wirkliche Konstanten sind, zu gelten. Differentiiert man die letzte Gleichung, so erhält man:

$$c\,\partial v/\partial T = R\,2v\,T^{4/3} \cdot \partial v/\partial T + {}^4/_3 R v^2 T^{1/3}$$

oder

$$c = Rv\,T^{1/3}\left\{2T + {}^4/_3 v \Big/ \frac{\partial v}{\partial T}\right\}.$$

Man könnte aus beiden Gleichungen b und c finden und mit den aus den kritischen Werten erhaltenen vergleichen. Bei einer Reihe von Flüssigkeiten ist auch unter Voraussetzung, daß $a = c/T^{1/3}$ ist, die Übereinstimmung befriedigend.

Wenn für Wasser $\varrho v T^{1/3}$ konstant ist, man also setzen kann $\varrho \cdot T^{1/3} = \frac{m}{v}$, dann erhält man durch Differentiation

$$-\frac{m}{v_2}\frac{\partial v}{\partial T} = T^{1/3}\frac{\partial \varrho}{\partial T} + \frac{\varrho}{3}T^{-2/3}$$

und wenn $\frac{\partial v}{\partial T} = 0$, so ist auch $\frac{\partial \varrho}{\partial T} + \frac{\varrho}{3T} = 0$.

Nun ist $\frac{\partial v}{\partial T} = 0$ für $t = 4^0$ und $T = 277$.

Ferner ist für diesen Punkt $\varrho = 572$, also

$$\partial\varrho/\partial T = -572/3 \cdot 277 = -0{,}688,$$

während für $\partial\varrho/\partial T$ angegeben wird der Wert $-0{,}791$.

Für P erhält man, da $P = c/v^2 T^{1/3}$ sein soll,

$$P = \frac{R}{v}\left\{2T + {}^4/_3 v \Big/ \frac{\partial v}{\partial T}\right\}.$$

Für Wasser beim Siedepunkt ist aber

$$R = 424/9;\quad v = 1{,}043 \cdot 10^{-3},\quad T = 373,$$
$$\partial v/\partial T = 0{,}000755 \cdot 10^{-3},$$

also

$$P = \frac{424 \cdot 10^3}{9 \cdot 1{,}043}\left\{746 + {}^4/_3 \frac{1{,}043}{0{,}000753}\right\}$$
$$\log P = 8{,}06781.$$

Von den beiden so erhaltenen Werten, die immerhin Übereinstimmung zeigen,

$$\log P = 8{,}00356 \quad \text{und} \quad \log P = 8{,}06781,$$

ist der erste der zuverlässigste. Denn bei der Differentiation der Gleichung $c(v-b) = Rv^2 T^{4/3}$ ist ohne weiteres angenommen worden, daß auch b konstant sei.

Mag das nun im großen und ganzen auch der Fall sein, so ist nicht zu übersehen, daß auch eine sehr kleine Änderung unter Umständen, bei der meist geringen Änderung von v, stark ins Gewicht fallen kann.

Wählt man den ersten Wert, so ist

$$\log P/p = 8{,}00356 - 4{,}01410 = 3{,}98946,$$

da p beim Siedepunkt $= 10330$ kg/qm.

Die Gleichung auf Seite 164 war

$$rM/3T = ln\,P/p = \frac{\log P/p}{\log e}.$$

Beim Wasser ist beim Siedepunkt: $M = 18$, $T = 373$, also

$$r = \frac{3 \cdot 373}{18} \cdot \frac{3{,}98946}{0{,}43424} = 571,$$

während in den Physikbüchern für r der Wert 539 angegeben wird.

Auch bei anderen Flüssigkeiten stimmen die so berechneten Werte mit den beobachteten, manchmal sogar noch besser, überein.

So ist z. B. für Alkohol bei 40^0 C: $r = 238$, $\varrho = 223$, $p = 134$ mm Quecks., also

$$p = \frac{134}{760} \cdot 10330 \text{ kg/qm},\quad 1/v = 0{,}8 \cdot 10^{-3},\quad T = 313.$$

Hieraus, da $M = 46$,

$$P = \frac{424}{2} \cdot 223 \cdot 10^3 \cdot 0{,}8,$$
$$\log P = 7{,}57773,\quad \log p = 3{,}26457$$

und
$$r = \frac{3 \cdot 313}{46} \cdot \frac{4{,}313}{0{,}43424} = 202.$$

Die Differenz beträgt hier 36.

Bei Äther hat man bei 90^0 $r = 80$, die Rechnung ergibt $r = 77$.

Die Differenzen zwischen den beobachteten und den berechneten Werten sind erklärlich genug. Bei Entwickelung der Gleichung

$$rM/3T = ln \cdot P/p$$

wurde beim Integrieren R als konstant angesehen. R hängt aber vom Molekulargewicht ab, sieht man es als konstant an, so heißt das, die Beschaffenheit der Moleküle in Flüssigkeit und Dampf ist dieselbe; man ist aber nicht in der Lage zu entscheiden, ob nicht etwa in der Flüssigkeit zusammengesetzte Moleküle vorkommen, welche den Wert von R verändern würden.

Die Gleichung $rM/3T = c - lnp$ (Seite 164), welche vom Verfasser bereits in einem Programm „Über die Größe der Moleküle in Flüssigkeiten" 1886 aufgestellt worden ist, läßt sich mit der bekannten Gleichung

$$r/ART = T/p \cdot \partial p/\partial T,$$

(eigentlich: $r/V = AT \Big/ \frac{\partial p}{\partial T}$, wobei V das spezifische Volumen des gesättigten Dampfes ist) kombinieren. Man hat dann:

$$r/ART = \frac{T}{p}\frac{\partial p}{\partial T} = C_1 - {}^3/_2\,lnp.$$

Hieraus erhält man:

$$C_1 - {}^3/_2\,lnp = C_2\,T^{-3/2} = r/ART.$$

Für den Siedepunkt ist $p = 1$, wenn es in Atmosphären ausgedrückt wird, und man hat:

$$C_1 = C_2\,T_s^{-3/2} = r_s/ART_s = r_s M/2\,T_s,$$

wenn T_s die absolute Temperatur beim Siedepunkte, M das Molekulargewicht (= 2 für Wasserstoff), r_s die latente Verdampfungswärme beim Siedepunkt bezeichnet.

Dann ist:

$$r_s / ART_s - {}^3/_2 \, ln\, p = \frac{r_s}{ART_s} \cdot \left(\frac{T_s}{T}\right)^{3/2} = r / ART$$

oder:

$$(T_s/T)^{3/2} = \left\{1 - \frac{3\,ART_s}{2 \log e\, r_s} \log p\right\}$$

$$= 1 - \frac{3 \cdot T_s}{\log e\, M \cdot r_s} \log p$$

oder

1. $T_s/T = (1 - m \log p)^{2/3}$,

wenn $m = 3\, T_s / \log e\, r_s M$,

und 2. $(T_s/T)^{3/2} = \frac{r/ART}{r_s/ART_s}$ oder $r/r_s = (T_s/T)^{1/2}$

oder 2. $r T^{1/2} =$ konst.

In der ersten Formel $T_s/T = (1 - m \log p)^{2/3}$ läßt sich m leicht berechnen für $p = 10$ (Atmosphären). Man erhält für

	Wasser	Alkohol	Aceton
$\log m$ =	0,40312—1	0,39261—1	0,47465—1
	Chloroform	CS_2	Quecksilber
$\log m$ =	0,48683—1	0,50542—1	0,45185—1

Äther

$\log m = 0{,}45223-1.$

Legt man diese Werte obiger Gleichung zugrunde, so stimmen die berechneten und beobachteten Ziffern fast genau überein. Man hat

für Wasser:

p =	2	4	6	8	9
t berechnet	121	143,4	158,7	170,4	175,4
t beobachtet	120,6	144,0	159,2	170,8	175,8

für Quecksilber:

p =	2	5	7	9
t berechnet	396,7	457,2	485,7	503,3
t beobachtet	397,3	458,3	483,7	505,1

für Äther:

p =	2	4	7	9
t berechnet	53	80	102,5	114
t beobachtet	55,8	80,2	103,0	114,3

für Alkohol:

p =	3	5	8	9
t berechnet	108,9	125,6	142,7	147,2
t beobachtet	180,8	125,5	142,6	147,3

für Aceton:

p =	2	4	7	9
t berechnet	77,6	102,8	126,6	138,7
t beobachtet	78,0	103,3	126,9	138,8

für Chloroform:

p =	2	4	7	9
t berechnet	82,4	108,7	134	146,6
t beobachtet	82,6	109,0	134,1	146,7

für Schwefelkohlenstoff:

p =	2	4	8	9
t berechnet	68,6	95,3	127,8	134,1
t beobachtet	69,3	96,2	128,3	134,3

Die Konstante m in Gleichung 1 (vorige Spalte) war: $m = 3\, T_s \left(\log e \frac{r_s M}{T_s}\right)$, also:

$$\log m = \log (3 \log e) - \log \frac{r_s M}{T_s}$$

$$= 0{,}83934 - \log r_s M / T_s.$$

Aus den gefundenen Werten von m läßt sich also $r_s M / T_s$ berechnen; man hat dann:

für	Wasser	Äther	Alkohol	Aceton	Chloroform
$r_s M / T_s$ =	27,3	22,8	27,9	22,63	22,53
die wirklichen Werte sind:	25,9	21,6	27,73	22,9	20,4

In bezug auf die 2. Gleichung (vorige Spalte) $r T^{1/2} =$ konst. hat man

für Wasser:

	$t = 0$	$t = 100$	$t = 200$
r =	606,5	536,5	464,3
T =	273	373	473
$r T^{1/2}$ =	10021	10126	10098

für Äther:

	$t = 0$	$t = 90$	$t = 120$
r =	95	80	72,3
T =	273	363	393
$r T^{1/2}$ =	1552	1521	1433

für Aceton:

	$t = 0$	$t = 30$	$t = 100$
r =	140,5	135,5	117,4
T =	273	303	373
$r T^{1/2}$ =	2321	2358	2362

für CCl_4:

	$t = 0$	$t = 100$	$t = 150$
r =	52	44,2	38,2
$r T^{1/2}$ =	859,2	853,2	789,8

für CCl_3H:

	$t = 0$	$t = 40$	$t = 100$
r =	67	63,1	57
T =	273	313	373
$r T^{1/2}$ =	1106	1117	1101

Aus der Gleichung $T_s/T = (1 - m \log p)^{2/3}$ folgt aber auch, daß T_s/T für eine Reihe von Stoffen konstant sein muß. Denn m ist abhängig von r_s/ART_s und dies ist für eine Menge von Substanzen annähernd gleich etwa = 10,6. Die Erfahrung bestätigt das namentlich bei manchen Kohlenwasserstoffen. In **Nernsts** theoretischer Chemie (1893) S. 53 findet man für T_s bei 760 mm Quecksilbersäule und T_2 bei 200 mm für eine Reihe von Flüssigkeiten $T_s/T_2 = 1{,}115$ bis 1,112. Wenn nun $r/ART = 10{,}5$ und $r_s M/T_s = 21$ angenommen wird, dann ist

$$T_s/T = \left(1 - m \log \frac{200}{760}\right)^{2/3}$$

und $\log m = 0{,}51712 - 1$.

Hieraus folgt in der Tat, daß $T_s/T = 1{,}123$.

Das würde aber nur für solche Substanzen gelten, bei denen m, und daher auch $r_s/M\,T_s$, denselben Wert hat, also z. B. nicht für Wasser oder Alkohol im Vergleich zu Quecksilber.

In der Tat ändern sich hier auch die Verhältnisse T_s/T nicht unbedeutend.

(Eingegangen 18. Januar 1909.)

Über langsame Kathodenstrahlen[1]).

Von O. v. Baeyer.

Für die spezifische Ladung der Elektronen haben die Messungen an langsamen Kathodenstrahlen gegenüber den Bestimmungen an Strahlen großer Geschwindigkeit wenig übereinstimmende Resultate ergeben. Besonders gilt dies von der von J. J. Thomson[2]) angegebenen Methode der Bestimmungen der Reichweite von Elektronen, die sich in einem homogenen elektrischen und einem zur elektrischen Feldwirkung senkrechten magnetischen Felde bewegen. Im folgenden habe ich die Eigenschaften langsamer Kathodenstrahlen untersucht, um den Grund dieser Abweichungen zu ermitteln. Und zwar wurden speziell die folgenden Punkte einer näheren Untersuchung unterzogen:

1. Die Herstellung möglichst homogener langsamer Kathodenstrahlen großer Intensität mittels glühender Oxydkathode.
2. Das Ionisationsvermögen.
3. Die Bestimmung ihrer Geschwindigkeit (in Volt).
4. Sekundärstrahlung bzw. Reflexion.

Die durch lichtelektrische Wirkung hervorgebrachten langsamen Kathodenstrahlen hat Lenard[3]) eingehend untersucht. Die von ultraviolett bestrahlten Elektroden entweichenden Kathodenstrahlen haben nach seinen Untersuchungen beträchtliche Anfangsgeschwindigkeiten, und zwar haben etwa 70 Proz. der gesamten Menge über 0 liegende Anfangsgeschwindigkeit.

Man kann also auf diese Weise eine einigermaßen homogene Strahlung bei kleinen Geschwindigkeiten nicht erhalten.

I.

Dagegen eignet sich für diesen Zweck offenbar die von Wehnelt[4]) angegebene Erzeugungsweise an glühenden Oxydkathoden besser. Allerdings besitzen die von glühenden Elektroden ausgehenden Elektronen auch Anfangsgeschwindigkeiten, wie dies schon Elster und Geitel[1]) gezeigt haben. Die Betrachtung der Sättigungskurven an solchen Elektroden zeigt aber, daß die Menge der mit merklicher Anfangsgeschwindigkeit entweichenden Elektronen verschwindend klein ist gegenüber der gesamten Menge.

Nach Analogie mit den Lenardschen Anschauungen erhält man die Menge der mit Anfangsgeschwindigkeit entweichenden Teilchen durch Messung des Stromes, der von der glühenden Kathode ohne Ladung nach der Umgebung abfließt. Alle Sättigungskurven dieser Art zeigen einen steilen Abfall nach 0 zu. Eine genauere Untersuchung an diesem Punkte ist aber ohne weiteres unmöglich. Verwendet man z. B. einen elektrisch geglühten Draht innerhalb eines koaxialen Zylinders, und mißt den von dem Draht nach dem Zylinder fließenden Strom durch ein Galvanometer, so wird der Zylinder, je nachdem man den positiven oder negativen Zuleitungsdraht des Heizstromes mit dem Galvanometer und dadurch mit dem Zylinder verbindet, ein positives oder negatives Potential erhalten, das der auf dem Draht herrschenden Potentialdifferenz entspricht[2]). Außerdem wird aber auch das durch den beträchtlichen Heizstrom an der Oberfläche des glühenden Drahtes hervorgerufene Magnetfeld eventuell die ganz langsamen Kathodenstrahlen beeinflussen. Um diesen Übelstand zu beseitigen, habe ich für alle Messungen[3]) eine durch Motor betriebene Quecksilberwippe verwendet, die in fortwährendem Wechsel (5- bis 10 mal in der Sekunde) einmal den Heizstrom, und, wenn dieser ausgeschaltet ist, das Galvanometer einschaltet. Auf diese Weise wird nur die Elektronenmenge gemessen, die entsteht, wenn der Draht zwar noch glüht, aber nicht mehr stromdurchflossen ist. Die Anordnung für die Aufnahme einer Sättigungskurve ist in folgender Fig. 1 gegeben.

C ist der in einer evakuierten Glasröhre angebrachte Zylinder, D der mit Calciumoxyd überzogene Heizdraht. Die Zuleitung des Heizstromes von der Batterie B geht über die zwei Kontakte der Wippe. Die andere Seite der Wippe verbindet den einen Zuleitungsdraht des Heizstromes mit dem Galvanometer, von wo der Strom über die Spannungsquelle, einen variablen Abzweigungswiderstand W, dessen Enden an Batterie B_1 liegen, nach C fließt. Das richtige Funktionieren der Wippe kann dadurch konstatiert werden, daß ein Kommutieren des Heiz-

1) Abgedruckt aus den Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 96—114, 1908.
2) J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) **48**, 547, 1899.
3) Lenard, Ann. d. Phys. (4) **2**, 355, 1900; **8**, 149, 1902; **12**, 449, 714, 1903; **15**, 485, 1904.
4) Wehnelt, Ann. d. Phys. (4) **14**, 425, 1904.

1) Wien. Ber. **97** [2a], 1175, 1888.
2) Es ist dies der sogenannte „Edisoneffekt“ an Glühlampen.
3) Auch in den Fällen, wo es in der Versuchsanordnung nicht erwähnt ist.

stromes keinen Einfluß auf die Ausschläge im Galvanometer haben darf. Zur Ausführung der Messungen diente ein Siemens & Halske-Galvanometer (Empfindlichkeit $5 \cdot 10^{-10}$ Amp. pro Skt.), das bei Messung größerer Ströme im Nebenschluß zu einem bekannten Widerstand gelegt werden konnte. Der Verlauf der „Sättigungs-

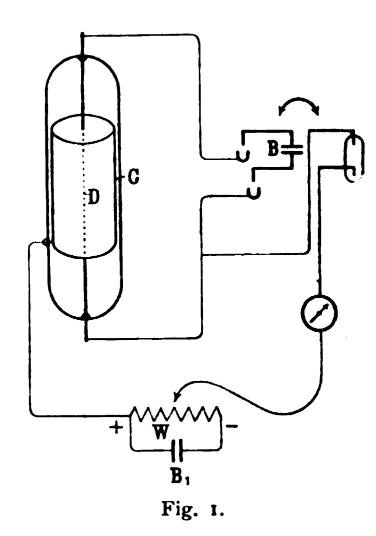


Fig. 1.

kurve" ist durch die Kurve 1 (Fig. 2) gegeben. Der Strom für $V = 0$ wurde besonders geprüft. Es fand sich durchweg ein Wert unter $1/2$ Proz. des Wertes bei 22 Volt, wo der Sättigungsstrom annähernd erreicht war. Die Anordnung gestattet auch die Menge der Elektronen, die bei positiver Ladung von D entweicht, zu bestim-

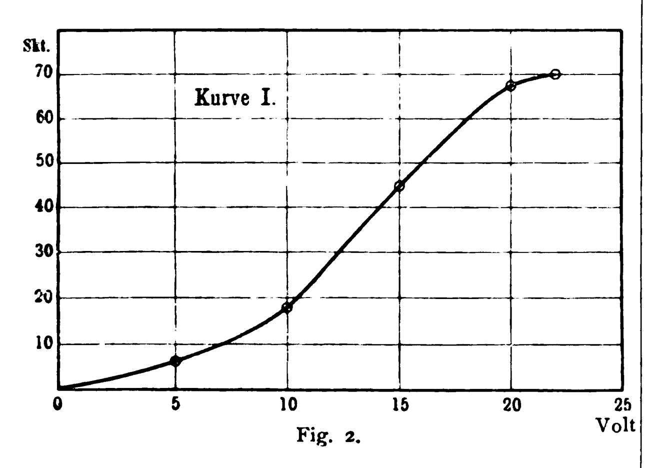


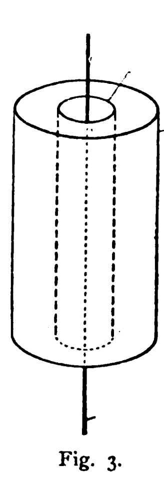
Fig. 2.

men. Man kann hier eine Wirkung von 0 bis herab zu 2 Volt etwa erhalten, wie nach den Versuchen von Elster und Geitel an glühenden Drähten ohne Calciumoxydüberzug zu erwarten war. Diese Versuche wurden natürlich zur Vermeidung des Einflusses der Ionisation in möglichst hohem Vakuum ausgeführt. Zur Evakuation wurde eine Kaufmannsche Pumpe verwendet und außerdem noch zur Beseitigung der Quecksilber- und Fettdämpfe ein U-förmiger Teil der Zuleitung zum Entladungsrohr mit flüssiger Luft gekühlt.

Immerhin schien es wünschenswert, die Größe der bei solchen Versuchen auftretenden Ionisation festzustellen.

II. Ionisation langsamer Kathodenstrahlen.

Lenard [1]) hat für die lichtelektrisch erzeugten Elektronen eine Grenzgeschwindigkeit der Ionisation nachgewiesen, die bei etwa 10 Volt liegt. Es erschien nun ohne weiteres nicht sicher, daß bei den hier angewandten, sehr viel intensiveren Strahlen gleiche Verhältnisse vorliegen. Die Untersuchung wurde in analoger Weise wie bei Lenard angestellt. Der glühende Draht war von einem koaxialen Zylinder (Fig. 3) von 1 cm Durchmesser aus Messingdrahtnetz umgeben (Drahtstärke 0,1 mm, Maschenweite 0,3 mm); dieser von einem zweiten Messingzylinder von


Fig. 3.

2 cm Durchmesser. Zwischen Draht und Drahtnetz wurden durch eine variable Potentialdifferenz V_1 Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit erzeugt. Diese traten durch das Netz, erreichten aber den zweiten Zylinder nicht, da derselbe dem Drahtnetz gegenüber sich auf negativem Potential ($V_2 = 20$ Volt) befand, das über dem Potential des Heizdrahtes lag. Tritt nun Ionisation des Gasvolumens zwischen Zylinder und Netz ein, so muß positive Ladung vom Netz zum Zylinder transportiert werden. Ist die Ionisation im Verhältnis zu den durchtretenden Elektronen einigermaßen beträchtlich, so muß dieser Strom durch ein zwischen Zylinder und Netz eingeschaltetes Galvanometer nachweisbar sein. Von $V_1 = 0$ bis $V_1 = 10$ Volt ließ sich zwischen dem äußersten Zylinder und dem Drahtnetz kein Strom nachweisen. Überschritt aber V_1 10 Volt, so

1) Lenard, l. c.



trat ein positiver, vom Zylinder zum Netz fließender Strom auf, der rasch mit wachsendem V_1 anstieg. Dieser positive Strom wurde bei Vergrößern des negativen Potentials V_2 nicht größer, woraus hervorgeht, daß bereits Sättigung eingetreten war. Es zeigt sich also ein ganz analoges Verhalten wie bei den außerordentlich viel schwächeren lichtelektrisch erzeugten Kathodenstrahlen. Um die Menge der pro Elektron erzeugten positiven Ionen zu bestimmen, war es nötig, die Menge der in den Raum zwischen Netz und äußerem Zylinder eintretenden Elektronen zu messen. Zu dem Zweck habe ich gleichzeitig den Strom zwischen äußerstem Zylinder und Drahtnetz gemessen, wenn beide auf gleichem Potential waren, d. h. $V_2 = 0$. Das Verhältnis des Stromes zwischen Netz und Zylinder bei $V_2 = 20$ Volt und $V_2 = 0$ Volt ergibt die von einem Elektron auf dem Wege vom Drahtnetz zum Zylinder und zurück zum Drahtnetz erzeugte Menge positiver Ionen. Die Messungen sind in folgender Tabelle I zusammengestellt.

Der Druck war bei diesem Versuch etwa 0,01 mm. Jedoch ist eine exakte Druckbestimmung bei Anwendung des glühenden Drahtes ausgeschlossen. Aus demselben Grunde mußte ich auch verzichten, verschiedene Gase zu untersuchen, da Angaben über die Zusammensetzung des Gasinhaltes bei der ständigen Entwickelung von Gas aus dem Draht, und der andererseits immer auftretenden Okklusion wohl kaum zu machen sind. Wenn die Messungen ergaben, daß mit der hier angewendeten Meßmethode eine Ionisation unter 10 Volt nicht nachweisbar war, so ist es natürlich nicht nötig, unterhalb dieser Grenze das Fehlen einer noch schwächeren Ionisation anzunehmen.

Tabelle I.

Spannung zwischen Heizdraht und Drahtnetz V_1 Volt	Menge der vom Drahtnetz nach dem äußeren Zylinder gehenden Elektronen (gemessen durch die Größe des Stromes bei $V_2 = 0$) i_-	Menge der zwischen Drahtnetz und Zylinder gebildeten + Ionen (gemessen durch den Strom bei $V_2 = 20$) i_+	Zahl der pro Elektron gebildeten + Ionen $\frac{i_+}{i_-}$
14	20 000 [1])	16	0,0008
13	16 000	7	0,0004
12	13 000	4	0,0003
11	9 000	3	0,0003

Nach den Anschauungen von Stark[2]) entspricht die Grenzgeschwindigkeit von 10 Volt dem Ionisationsbeginn im Quecksilberdampf. Dies zu entscheiden war von Wichtigkeit, da man durch Beseitigung des Quecksilberdampfes bei allen Untersuchungen, bei denen eine möglichst geringfügige Ionisation Bedingung ist, höhere Geschwindigkeiten hätte verwenden können. Es gelang mir jedoch nicht, durch Kondensation des Quecksilberdampfes, was durch Kühlen eines U-förmigen Teiles der Zuleitung mit flüssiger Luft erreicht wurde, die Ionisation beträchtlich zu verringern.

So wurde z. B. die Entladungsröhre auf einen Druck von 0,005 mm mit der Quecksilberpumpe ausgepumpt und dann durch einen Hahn abgeschlossen. Es ergab sich dann bei einer Geschwindigkeit der das Drahtnetz verlassenden Strahlen von 14 Volt für den durch positive Ionen bedingten Strom (wobei $V_2 = 20$):

$$i_+ = 50 \text{ Skt.},$$

während der negative durch Elektronen hervorgerufene Strom (bei $V_2 = 0$)

$$i_- = 86000 \text{ Skt.}$$

betrug.

Bei Kühlung des U-Rohres mit flüssiger Luft war entsprechend

$$i_+ = 85, \quad i_- = 106000 \text{ Skt.}$$

Wie man sieht, ist in beiden Fällen die Zahl der pro Elektron gebildeten positiven Ionen annähernd gleich.

Wurde das Vakuum durch Anwendung von mit flüssiger Luft gekühlter Kohle möglichst erhöht, so ließ sich leicht erreichen, daß die Ionisation bei nicht zu hoher Geschwindigkeit mit den hier angegebenen Methoden nicht mehr meßbar wurde.

III. Geschwindigkeit der erzeugten Kathodenstrahlen.

Mit derselben Anordnung wurde nun versucht, über die Geschwindigkeit der erzeugten Kathodenstrahlen (ausgedrückt in Volt) Aufschluß zu erhalten. Nimmt man an, daß die vom glühenden Draht ausgehenden Elektronen aus dem Drahtnetz mit einer Geschwindigkeit austreten, die dem Potentialgefälle zwischen Heizdraht und Drahtnetz entspricht, so kann den äußersten Zylinder kein Elektron mehr erreichen, wenn dieser dem Netz gegenüber dasselbe negative Potential wie der glühende Draht besitzt. Sinkt nun das negative Potential V_2 des Zylinders um einen beliebig kleinen Teil, so sollte eigentlich die gesamte durch das Netz tretende Menge den Zylinder erreichen. Es müßte also die auffallende Menge in der Umgebung dieses Potentials außerordentlich rasch ansteigen und diesen Wert behalten bei weiterem Sinken des Potentials. Hierbei ist allerdings vorausgesetzt, daß die Elektronen aus dem Drahtnetz senkrecht zu dessen Oberfläche ent-

1) Diese großen Ausschläge sind nicht direkt beobachtet, sondern aus den Ausschlägen bei passend gewähltem Nebenschlußwiderstand berechnet.

2) Stark, diese Zeitschr. 5, 51, 1904.



weichen. Die Ausführung des Versuches ergab folgendes:

Bei sehr sorgfältigem Auspumpen mit der Kaufmannschen Pumpe und Kühlung des in die Zuleitung eingeschalteten U-Rohres mit flüssiger Luft erhielt man bei $V_1 = 10{,}4$, zwischen $V_2 = 10{,}4$ und $V_2 = 9$ für den Strom i zwischen Zylinder und Drahtnetz ein sehr rasches Ansteigen. Die Kurve IIb (Fig. 4) stellt den Verlauf von i von $V_2 = 9$ bis $V_2 = 10{,}5$ dar. Auffallend war, daß der Strom i gerade in der Nähe von $V_2 = 10$ durch die Art des Evakuierens bedeutend beeinflußt wird. So ergab sich z. B. für $V_1 = 10{,}4$, $V_2 = 10$ bei Evakuation mit der Quecksilberpumpe allein ein Ausschlag von 6 Skt., während die Kühlung des U-Rohres mit flüssiger Luft den Ausschlag auf 50 Skt. steigen ließ, wobei der vom glühenden Draht ausgehende Strom annähernd konstant blieb. Dies zeigt, daß die Elektronen,

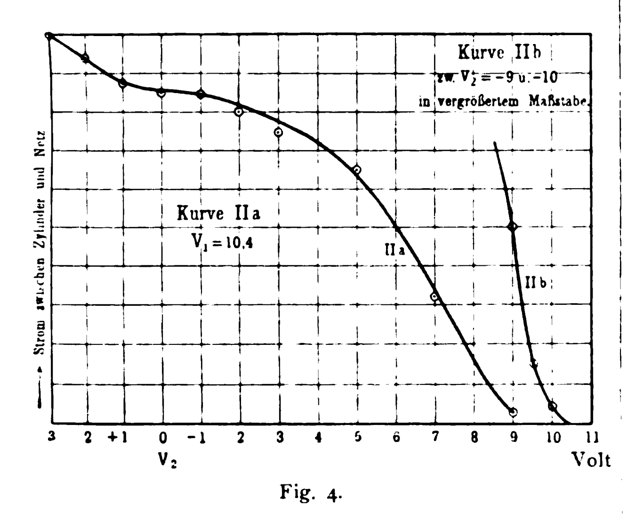


Fig. 4.

die in diesem Falle in der Nähe des Zylinders sehr kleine Geschwindigkeiten besitzen, durch die leicht kondensierbaren Teile des Gasinhaltes, also vor allem wohl Quecksilberdampf und Fettdämpfe, aufgehalten bzw. aus ihrer Richtung gebracht werden, ohne daß dabei eine Ionisation nachweisbar gewesen wäre.

Bei weiter sinkendem, negativem Potential des Zylinders stieg die aufgefangene Elektronenmenge nun aber in demselben Maße immer weiter an; ein Konstantwerden konnte auch bei positivem Potential von etwa 4 Volt noch nicht erreicht werden. Der Verlauf ist in Kurve IIa (Fig. 4) in dem Bereich von $V_2 = -9$ bis $V_2 = +3$ dargestellt. Man kann also aus diesen Versuchen nur schließen, daß ein kleiner Teil der Gesamtstrahlung senkrecht zum Drahtnetz mit der Geschwindigkeit V_1 austritt.

Das Ansteigen des Effektes zwischen $V_2 = 10$ und $V_2 = 0$ kann nun verschieden gedeutet werden. Entweder kann man annehmen, daß ein beträchtlicher Teil der Elektronen bei dem Durchgang durch das Netz durch dem komplizierten Verlauf des Feldes in der Nähe der Netzdrähte eine Richtungsänderung erfährt. Ein Teil der Elektronen, der bei großem, verzögerndem Feld zwischen Zylinder und Netz an die Drähte des Netzes getrieben wurde, wird bei kleinerem, verzögerndem oder bei beschleunigendem Feld durch die Maschen durchtreten, ohne die Netzdrähte zu treffen, an den Zylinder gelangen und dadurch die Steigerung des Stromes erklären.

Eine andere Möglichkeit wäre, daß die durch das Netz tretenden Teilchen nicht gleiche Geschwindigkeit besitzen. Dazu müßten diese Teilchen nicht von der Oxydkathode, sondern von den dazwischen liegenden Gasresten ausgegangen sein, wie dies vielfach bei sichtbaren Kathodenstrahlen angenommen wird. In unserem Falle ist dies sehr unwahrscheinlich, da sich ja

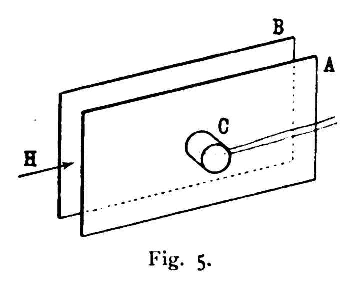


Fig. 5.

dann eine Ionisation hätte bemerkbar machen müssen.

Endlich könnte man Geschwindigkeitsverluste der Elektronen durch Kollision mit Gasteilchen annehmen. Lenard[1]) hat Beobachtungen analoger Art auf diese Weise erklärt. Im Gegensatz zu seinen Versuchen, wo die Strahllänge groß (7,7 cm) und das Vakuum nicht sehr hoch war (0,0025 mm), ist bei den hier beschriebenen Versuchen die Strahllänge nur 1 cm und das Vakuum mit flüssiger Luft möglichst hoch getrieben, so daß sich die Abweichungen jedenfalls nicht allein durch diese Annahme deuten lassen.

Um nun den Einfluß des Drahtnetzes möglichst zu eliminieren, wurde dasselbe durch ein Diaphragma ersetzt, bei dem die Neigung der Strahlen gegen die Diaphragmenoberfläche möglichst gut definiert war. Zu diesem Zwecke wurde die glühende Elektrode in ein zylindrisches Hohlgefäß C (Fig. 5) eingesetzt, der Boden dieses Gefäßes war 2 mm stark und einige 1 mm große Löcher durchbrochen. Dieser Boden lag in der Mitte einer viermal 8 cm großen Messingplatte A und zwar in der Ebene

1) Lenard, Ann. d. Phys. (4) 12, 726, 1902.



dieser Platte. Letzterer gegenüber stand in 4 mm Entfernung eine ebenso große Messingplatte *B*, die dem Auffangzylinder in der vorigen Anordnung entsprach. Die Versuche ergaben bei Veränderung des Potentials der Platte *B* dieselben Ergebnisse wie in dem vorigen Teile. Bei dieser Anordnung konnten die aus dem Diaphragma austretenden Strahlen, falls sie durch ein Diaphragma nicht beeinflußt wurden, höchstens in einem Kegel von etwa 54^0 Winkel austreten. Nimmt man an, daß die Strahlen größter Neigung ebenfalls die Geschwindigkeit, die der Potentialdifferenz V_1 zwischen Heizdraht und Zylinder *C* entspricht, besitzen, so wäre die normale Geschwindigkeitskomponente dieser Strahlen $v \cdot \cos 27^0$. Daraus würde folgen, daß auch diese Strahlen die Platte *B* erreichen müssen, falls V_2 (das negative Potential von *B* gegen *A*) unter 0,8 V_1 liegt.

IV. Sekundärstrahlung bzw. Reflexion.

Bei der letzten Anordnung traten noch andere störende Erscheinungen auf, die sich ebenso wie die bisher beschriebenen Versuche erklären lassen, wenn man eine diffuse Zerstreuung der Strahlen an den getroffenen Metallteilen annimmt. So fand sich immer eine aus dem Raume zwischen den Platten *A* und *B* austretende diffuse Strahlung. Endlich gehört hierher der Effekt, der schon von Thomson[1]) beschrieben wurde, daß nämlich ein schwaches Magnetfeld in Richtung des Pfeiles (s. Fig. 5), das die primären Strahlen noch nicht merklich beeinflussen kann, eine Verstärkung des von *B* abfließenden Stromes hervorruft. Nimmt man eine Zerstreuung der Strahlen bei dem Auftreffen auf *B* an, so erklärt sich die beobachtete Erscheinung einfach durch das Zurückbiegen der zerstreuten Strahlen, die senkrecht zur bestrahlten Fläche wenigstens teilweise kleinere Geschwindigkeit als die auftreffenden besitzen und dadurch leichter beeinflußbar sind. Allerdings ist für so langsame Strahlen bisher eine Sekundärstrahlung bzw. Reflexion an Metallteilen, die sich auf Anodenpotential befinden, noch nicht bekannt gewesen[2]). Lenard hat solche Sekundärstrahlen bei Geschwindigkeiten von 100 Volt aufwärts gefunden, und es ergab sich ein Maximum der Wirkung bei 400 Volt.

Es war deshalb nötig, eine Versuchsanordnung zu treffen, die die Anwesenheit dieser Sekundärstrahlung bzw. Reflexion mit Sicherheit nachweisen läßt. Die Versuchsanordnung ist in Fig. 6 dargestellt. In einer zylindrischen

1) J. J. Thomson, l. c.

2) Die bekannte Erscheinung, daß ein Kathodenstrahl als solcher von einer Platte zurückgeworfen wird, hat hiermit nichts zu tun. Sie tritt nur ein, wenn die Platte Kathodenpotential besitzt und ist durch elektrostatische Ablenkung zu erklären.

Entladungsröhre, die in Richtung des Erdfeldes aufgestellt war, war ein Messingrohr *A* angebracht. Dies Rohr war unten durch ein Messingblech verschlossen, in dessen Mitte ein engeres Messingrohr *B* (von 5 mm Durchmesser) eingesetzt war. Der ringförmige Hohlraum zwischen *A* und *B* enthielt einen Ring aus Messingblech, der isoliert darin befestigt war. Nach oben war der ringförmige Hohlraum durch ein Drahtnetz *C* verschlossen. Dies ermöglicht, dem Ringe ein beliebiges Potential gegenüber der Umgebung zu erteilen. *D* ist eine kreisförmige Messingscheibe, die gehoben und gesenkt werden konnte. Die Kathodenstrahlen gehen von dem spiralförmig aufgewickelten Platindraht *E* aus, treten durch *B*[1]) hindurch und fallen auf *D*. Der Reflektor *D* und der zylindrische Teil *A* sind auf gleichem positiven Potential gegen

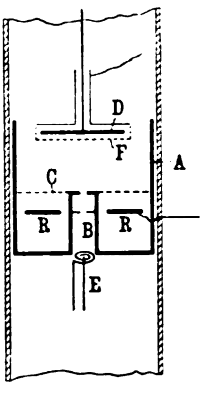


Fig. 6.

den Heizdraht. Der Ring *R* erhielt, um möglichst alle durch das Netz *C* tretenden Strahlen an ihn gelangen zu lassen, gegen *C* ein positives Potential von derselben Größe wie das zwischen *A* und *E* herrschende. Ist eine Sekundärstrahlung oder Reflexion vorhanden, so muß durch Nähern des Reflektors an das Drahtnetz ein Anwachsen der vom Ringe *R* aufgefangenen Menge nachzuweisen sein[2]).

Gemessen wurde einmal der Strom zwischen Ring *R* und *A*, im anderen Falle zwischen *D* und *A*. War nach mehrstündigem Pumpen und dauernder Anwendung von flüssiger Luft der Druck äußerst erniedrigt und die Strahlung einigermaßen konstant geworden, so ergab die

1) Die in der Figur gezeichneten Blenden innerhalb der Röhre *B* mußten zur Erzielung genügender Intensität hier weggelassen werden.

2) Die Anordnung ist ähnlich der von Starke [Ann. d. Phys. (4) **3**, 75, 1900] angewandten. Während aber bei Starke durch Verschieben des Reflektors nur der durch Zerstreuung bedingte Teil der Strahlung beeinflußt wird, während die reflektierte Menge konstant bleibt, ist bei obiger Anordnung eine Änderung der vom Ringe *R* abfließenden Elektrizitätsmenge bei Veränderung der Lage von *D* nur durch die Anwesenheit einer Sekundärstrahlung bzw. Reflexion zu erklären.

Messung der auf den Reflektor und auf den Ring auffallenden Menge bei zwei Abständen des Reflektors vom Netze *C* von etwa 17 und 7 mm folgende Zahlen:

Tabelle II.

Geschwindigkeit der Primärstrahlen in Volt (Potentialdifferenz zwischen *E* und *A*)	Strom in Skt. zwischen *D* und *A*		Strom in Skt. zwischen *R* und *A*		Abstand *D*—*C* mm
8	82	84	74	74	7
	85	89	62	67	17
4	66	65	98	93	7
	68	66	77	78	17
2 [1]	14	—	38	—	5
	19	—	19	—	10

Aus dieser Tabelle ersieht man folgendes: Der an den Reflektor gelangende Teil der Strahlen ist in den untersuchten Abständen annähernd konstant. Dies zeigt, daß keine merkliche Streuung der Strahlen durch Gasreste vorhanden ist. Allerdings könnte trotzdem der Verlust durch Streuung bei größeren Reflektorabständen ausgeglichen werden durch die Zustrahlung von der umgebenden Röhre *A*. Daß dies aber in beträchtlichem Maße nicht der Fall sein kann, geht daraus hervor, daß die an *D* auffallende Menge auch bei sehr viel größeren Abständen bis 4 cm keine bedeutende Abnahme zeigte.

Der von dem Ringe *R* abfließende Strom wird in allen Fällen durch Annähern des Reflektors *D* vergrößert. Dies beweist, daß der Reflektor der Ausgangspunkt einer Strahlung ist[2]).

Wurde der Abstand zwischen Reflektor *D* und Netz *C* noch mehr vergrößert, so nahm der von *R* abfließende Strom nicht mehr beträchtlich ab. Da dies allein durch diffuse Zerstreuung der Strahlen an Gasresten wohl kaum zu erklären ist, so muß man annehmen, daß in diesem Falle die aus *B* austretenden Strahlen, die durch Reflexion an der inneren Wand von *B* beträchtlich diffus werden, in ihrem weiteren Verlauf auf die Wandung *A* treffen, hier reflektiert werden und dadurch an *R* gelangen.

Ob man es mit einer Sekundärstrahlung oder diffusen Reflexion zu tun hat, läßt sich bis jetzt nicht entscheiden. Es muß auch dahin gestellt bleiben, ob der hier beobachtete Vorgang vom Metall selbst oder einer anhaftenden Gasschicht ausgeht. Jedoch ließ sich feststellen, daß die am Ringe auftreffende Strahlung der Größenordnung nach die gleiche Geschwindigkeit wie die ursprüngliche besitzt.

Die Zunahme des von *R* abfließenden Stromes ist im Verhältnis zu dem von *D* abfließenden größer bei kleiner Primärgeschwindigkeit der Strahlen, was darauf hindeutet, daß die reflektierte Menge mit abnehmender Primärgeschwindigkeit zunimmt. Vergleicht man hiermit die Ergebnisse von Lenard[1]), der für die Sekundärstrahlung ein Maximum für Primärgeschwindigkeiten von etwa 400 Volt findet, so scheinen meine Versuche dafür zu sprechen, daß man es hier mit einer anderen Erscheinung zu tun hat. Es scheint, daß hier eine Art diffuser Reflexion, d. h. Richtungsänderung der fliegenden Teilchen bei dem Aufprall auf Moleküle stattfindet. — Bei den letzten Versuchen traten die Kathodenstrahlen in einen von elektrischen Kräften freien Raum ein, so daß die zurückgeworfenen Strahlen sich ohne weiteres vom Reflektor fortbewegen können. Jedoch auch bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes, das die reflektierte Strahlung zurückzuhalten sucht, kann unter Umständen die reflektierte Menge Störungen hervorrufen.

Stellen wir z. B. einer auf negativem Potential befindlichen glühenden Oxydkathode eine positiv geladene Platte gegenüber, so werden die von der positiven Platte reflektierten Strahlen allerdings nicht an die Kathode zurückgelangen können, da sie ja höchstens die der Potentialdifferenz Kathode — Anode entsprechende Geschwindigkeit besitzen. Ist jedoch die Umgebung, z. B. die Wände des Gefäßes, auf einem gegen die Kathode positiven Potential, so wird hier ein Teil der reflektierten Menge aufgenommen werden können und sich dadurch der Beobachtung entziehen. Dies ist der Grund, daß man eigentliche Sättigungskurven nur erhält, wenn man das seitliche Entweichen verhindert. So konnten brauchbare Messungen an glühenden Drähten immer nur in der Weise ausgeführt werden, daß der glühende Draht axial in einem zylindrischen Rohre angeordnet war, wobei seitliches Entweichen verhältnismäßig gering ist.

Lenard hat bei seinen Messungen zur Vermeidung seitlicher Ausstrahlung ein magnetisches Feld in Richtung der Strahlen benutzt. Wie man sieht, wird dadurch der Einfluß der hier beschriebenen Reflexion auf das seitliche Entweichen gleichzeitig eingeschränkt. Allerdings liegt bei den lichtelektrischen Versuchen die Sache etwas verwickelter, da die so erzeugten Elektronen in beträchtlicher Menge merkbare

1) Die Messungen bei zwei Volt Geschwindigkeit mußten wegen der geringen Intensität bei kleineren Abständen ausgeführt werden.

2) Durch besondere Kontrollversuche wurde festgestellt, daß das Hilfsfeld zwischen dem Ringe *R* und Netze *C* durch seine Wirkung außerhalb des Netzes keine Fehlerquelle bedingt. Zu dem Zwecke wurde das Netz *C* ganz entfernt und dem Ringe dasselbe Potential wie der Umgebung *A* gegeben. Die Messungen ergaben qualitativ dieselben Ergebnisse.

1) Lenard, Ann. d. Phys. (4) 15, 485, 1904.

Anfangsgeschwindigkeiten besitzen. Es wird also ein Teil der von der Anode reflektierten Menge auch bei beschleunigendem äußeren Feld von der Kathode aufgenommen werden können.

Bedeutende Abweichungen muß die Reflexion ergeben in allen den Fällen, wo die Primärstrahlung durch ein äußeres Feld verzögert wird, da hier das Entweichen der reflektierten Menge unterstützt wird. Dadurch glaube ich die Abweichung von den zu erwartenden Resultaten, wie sie in Teil III beschrieben wurden, genügend erklären zu können.

V. Vermeidung der Reflexion.

Es tritt nun die Frage auf, wie diese Reflexion zu vermeiden ist. Es sind da wohl vor allem drei Möglichkeiten vorhanden.

1. Anwendung eines Hilfsfeldes zur Zurückhaltung der reflektierten Menge.
2. Anwendung des Faradaykäfigs.
3. Auswahl eines geeigneten Materials.

Ich habe den hier unter 1. angegebenen Weg eingeschlagen, indem 2 mm vor dem Reflektor D (Fig. 6) ein feines Drahtnetz F (0,15 mm Drahtstärke, 1,5 mm Maschenweite) angeordnet wurde, das mit dem Reflektor zugleich bewegt werden konnte. Während das Drahtnetz das Potential der Umgebung A erhielt, konnte der Reflektor auf beliebiges positives Potential gebracht werden. Es war zu erwarten, daß mit steigendem positiven Potential des Reflektors D gegen das Drahtnetz F der vom Reflektor nach A abfließende Strom ansteigt, und zwar so lange, bis das Hilfsfeld genügt, um die an D reflektierte Menge zurückzuhalten. In der Tat ergaben die Messungen ein bedeutendes Ansteigen des Stromes bis zu einer Potentialdifferenz von 40 Volt zwischen Reflektor und Drahtnetz. Daß hierbei nicht etwa Ionisation in dem Raume zwischen Drahtnetz und Reflektor eintrat, konnte einfach dadurch festgestellt werden, daß bei negativer Ladung des Reflektors auf 40 Volt gegen das Drahtnetz kein vom Reflektor abfließender Strom nachgewiesen werden konnte.

Aus der Messung des von D abfließenden Stromes mit und ohne Hilfsfeld läßt sich annähernd das Verhältnis der reflektierten zur ankommenden Menge bestimmen. Es sei i der vom Reflektor abfließende Strom ohne Feld zwischen Netz und Reflektor, i_1 der Strom bei Anwesenheit eines Feldes von solcher Größe, daß weiteres Verstärken ein Anwachsen des Stromes nicht mehr bewirkt. Der Bruchteil der durch das Netz gehenden Strahlung, der vom Reflektor ohne Feld zurückgeworfen wird, ist dann

$$\frac{i_1 - i}{i_1} = r.$$

Die Messungen ergaben:

Tabelle III.

Geschwindigkeit der Primärstrahlen	i	i_1	r	
6 Volt	9	52	0,83	Pot. zwischen Platte D und Netz 40 Volt.
	10	68	0,85	
8 „	31	144	0,78	
	28	129	0,78	
16 „	54	185	0,71	
	48	173	0,72	
	40	158	0,75	

Aus diesen Messungen ergibt sich, daß eine sehr beträchtliche Menge der ankommenden Strahlen von D reflektiert wird. Die für den Reflexionsfaktor r gefundenen Zahlen geben einen Anhalt für die Größe Reflexion. Quantitativ richtig werden sie wohl kaum sein, da in diese Messungen zwei Fehlerquellen eingehen.

1. Der Reflexionsfaktor r gibt in diesem Falle das Verhältnis der an D reflektierten Menge zu der durch das Netz durchtretenden. Man wird also nur dann richtige Werte für r erhalten, wenn der Teil der Gesamtmenge, der vom Netz absorbiert wird, mit und ohne Hilfsfeld gleich ist. Dies ist nun nicht der Fall, da ein Teil der Elektronen, der ohne Feld die Drähte des Netzes trifft, bei Anwesenheit des Hilfsfeldes von den Netzdrähten abgebogen wird, und durch die Maschen an den Reflektor gelangt. Dadurch wird r scheinbar zu groß ausfallen. Der so entstehende Fehler kann aber nicht groß sein. Denn aus der Drahtstärke und Maschenweite des Netzes läßt sich angenähert der Teil der von der glühenden Kathode kommenden Gesamtstrahlung berechnen, der auf das Netz trifft. Er beträgt in diesem Falle etwa $1/5$ der ankommenden Menge. Nimmt man nun im ungünstigsten Falle an, daß dieser Teil bei Anwesenheit des Hilfsfeldes vollständig an D gelangt, so wird $\frac{i}{i_1} = 1 - r$ um $1/5$ zu klein ausfallen. Für r selbst ergibt diese Korrektur in der Tabelle III z. B.:

für 6-Volt-Strahlen $r = 0,80$ statt 0,83,
„ 16- „ „ $r = 0,68$ „ 0,73.

2. Als zweite Fehlerquelle ist das Streufeld zu berücksichtigen, das dadurch entsteht, daß von dem Felde zwischen Reflektor und Netz Kraftlinien in den Raum außerhalb des Netzes austreten.

Dieses Feld wird bewirken, daß die Strahlen, die ohne Anwesenheit des Feldes durch diffuse Zerstreuung an Metallteilen oder an Gasresten oder auch durch Trägerbildung an die Röhren-

wand gelangen, auf das Netz und den Reflektor treffen. Um diesen Fehler möglichst zu verkleinern, waren in die Röhre *B* zwei Diaphragmen von 2 mm Öffnung und 5 mm Abstand eingesetzt worden. Der Erfolg war, daß die diffuse Strahlung, die am Ringe *R* ankommt, auf den zehnten Teil der am Reflektor aufgefangenen Menge reduziert wurde, während bei den früheren Versuchen beide Mengen etwa von gleicher Größenordnung waren. Immerhin war es nötig, durch Versuche die Größe dieses Fehlers zu bestimmen. Zu dem Zwecke wurde der Reflexionsfaktor bei verschiedenen Abständen des Reflektors bestimmt, wobei das Netz mit dem Reflektor gleichzeitig bewegt wurde.

Die Messungen ergaben für 10-Volt-Strahlen:

Tabelle IV.

Abstand zwischen Netz und Diaphragma	$\frac{i_1 - i}{i_1}$	i
3 mm	0,74	88 Skt.
8 „	0,70	97 „
16 „	0,79	72 „

Aus diesen Zahlen folgt, daß die Größe $\frac{i_1 - i}{i}$ im großen und ganzen innerhalb der untersuchten Abstände konstant ist. Immerhin erkennt man, daß bei sehr kleinen Abständen das Streufeld Strahlen aus dem Raume unterhalb des Diaphragmas hervorholt, wodurch der Reflexionsfaktor scheinbar vergrößert wird. Mit zunehmender Entfernung nimmt diese Wirkung ab. Zugleich aber ergibt sich mit noch weiter wachsendem Abstand wieder eine Zunahme von *r*, die sich dadurch erklärt, daß bei Anlegen des Feldes zwischen Netz und Reflektor Strahlen, die ohne Feld das Netz nicht erreichen, durch die aus dem Netz austretenden Kraftlinien herangezogen werden, was im Effekt natürlich wieder ein scheinbares Anwachsen von *r* bedingt. Die Zahlen in Tab. III beziehen sich auf den Abstand von etwa 8 mm.

Die Geschwindigkeit der Strahlen konnte bei diesen Versuchen nicht unter 6 Volt gebracht werden, da dann die Intensität wegen der Blenden in *B* (Fig. 6) nicht mehr zur Messung ausreichte. In dem untersuchten Intervall zwischen 6 und 16 Volt ergaben sich verschiedene Werte, die einen deutlichen Gang zeigen: für kleinere Geschwindigkeiten größere Reflexionsfaktoren. Nach den obigen Betrachtungen könnte man dies auf stärker auftretende diffuse Strahlung bei kleineren Geschwindigkeiten zurückführen. Aus den früheren Versuchen, die in dieser Beziehung einwandfreier sind, geht aber ebenfalls hervor, daß die reflektierte Menge mit abnehmender Geschwindigkeit zunimmt, so daß ein solches Anwachsen wohl nicht in Frage gestellt ist. Wie schon oben erwähnt, ist dies im Einklang mit der Auffassung, daß man es hier nicht mit einer Sekundärstrahlung, wie bei den Lenardschen Versuchen, sondern mit einer einfachen diffusen Zerstreuung, wie sie auch für Gase nachgewiesen ist, zu tun hat.

VI. Wiederholung der Versuche unter III bei Vermeidung der Reflexion.

Bei den unter III angegebenen Messungen der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen war schon erwähnt, daß das Vorhandensein einer Reflexion die Messungen beeinträchtigen würde. Es war deshalb interessant, an einem solchen Beispiel den Einfluß zu untersuchen, den die Verhinderung der Reflexion bedingt. Ein solcher Versuch wurde mit der zuletzt beschriebenen Anordnung angestellt, wobei nur noch zwischen Netz und dem Austrittsdiaphragma ein variables verzögerndes Potential anzulegen war. Während

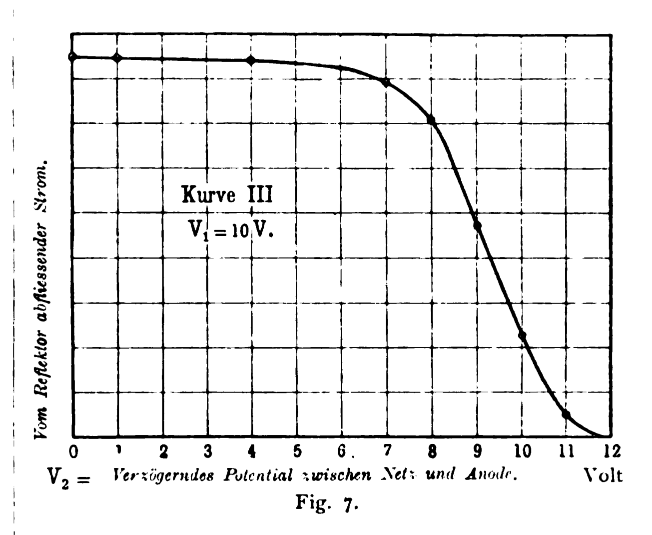


Fig. 7.

in den früheren Versuchen bei wachsendem, verzögerndem Feld eine vom Felde 0 ab eintretende ständige Abnahme des von der Auffangplatte abfließenden Stromes konstatiert wurde, trat jetzt ein ganz anderer Verlauf der Kurve ein. In Kurve 3 (Fig. 7) ist die ursprüngliche Geschwindigkeit der Strahlen 10 Volt. Wie man erkennt, bleibt die Menge der den Reflektor treffenden Strahlen konstant, wenn das negative Potential des Netzes V_2 gegen das Diaphragma von 0 bis 8 Volt steigt. Erst hier beginnt ein rapider Abfall der Intensität bis zu $V_2 = 11$ Volt. Dies, immerhin noch beträchtliche Intervall, in dem die Geschwindigkeit der Strahlen zu liegen scheint, braucht nicht auf eine tatsächliche Inhomogenität von solcher Größe zurückgeführt zu werden. Vielmehr genügt zur Erklärung dieser Erscheinung der Umstand, daß bei dieser Versuchsanordnung die auffangende Platte *D* bzw. das Netz nicht hinreichend groß ist. Es

können dadurch Strahlen, die nicht vollkommen senkrecht zum Diaphragma austreten, aber bei schwachen verzögernden Feldern zwischen Netz und Diaphragma noch in den Bereich des Netzes gelangen, bei stärker verzögernden Feldern abgedrängt werden und dadurch seitlich entweichen.

Die hier beschriebenen Versuche haben die Anwesenheit einer reflexionsähnlichen Erscheinung bei langsamen Kathodenstrahlen ergeben. Es bedarf noch eingehender Untersuchung, wie diese Reflexion vom Material, vom Einfallswinkel und vor allem der Primärgeschwindigkeit der Strahlen abhängig ist. Die Bestimmung von Geschwindigkeit und spezifischer Ladung langsamer Kathodenstrahlen wird sich auf Grund der hier gegebenen Anschauungen verbessern lassen.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 19. Oktober 1908.)

VORTRÄGE VON DER 80. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU KÖLN.

O. v. Baeyer (Berlin), Reflexion und Sekundärstrahlung langsamer Kathodenstrahlen.

In der vorhergehenden Arbeit[1]) hatte Verfasser gezeigt, daß langsame Kathodenstrahlen, die von einer glühenden Oxydkathode ausgehen, beim Auftreffen auf Metallflächen in einem von elektrischen Kräften freien Raum eine recht beträchtliche diffuse Kathodenstrahlung auslösen. Diese Versuche sind inzwischen durch eine Veröffentlichung von E. Ladenburg † und K. Markau[2]) auch für lichtelektrisch erzeugte Kathodenstrahlen bestätigt worden. Es wurde hier gezeigt, daß durch Vermeidung der Reflexion die früher erhaltenen Resultate über die Geschwindigkeitsverteilung lichtelektrischer Elektronen wesentlich modifiziert werden.

Als Ursache dieser Erscheinung nahm ich damals das Vorhandensein einer wirklichen Reflexion an, wie sie auch bei schnellen Kathodenstrahlen bekannt ist.

Diese Anschauung wurde dadurch gestützt, daß die Stärke des Reflexionsvermögens mit wachsender Geschwindigkeit der Primärstrahlen abzunehmen schien, während nach den Lenardschen Versuchen für die eigentliche Sekundärstrahlung ein Anwachsen bis zu Geschwindigkeiten von 400 Volt zu erwarten war.

Im folgenden sollen nun eingehendere Versuche beschrieben werden, aus welchen hervorgeht, wie dies Reflexionsvermögen, d. h. die Stärke der von der bestrahlten Platte ausgehenden Strahlung in Prozenten der auftreffenden, von der Geschwindigkeit abhängt.

Zur Messung des Reflexionsvermögens war in der früheren Arbeit ein Hilfsfeld an der bestrahlten Platte verwendet worden. Diese Methode leidet aber, wie schon seinerzeit erwähnt, an verschiedenen Mängeln, die vor allem durch das das verwendete Netz durchdringende Streufeld bedingt sind. Ich habe deshalb die beiden anderen Methoden zur Vermeidung der Reflexion, die l. c. erwähnt wurden, untersucht, nämlich Auswahl eines geeigneten Materials und Anwendung eines Faradayzylinders.

Zunächst wurden durch Vorversuche verschiedene Materialien auf ihr Reflexionsvermögen geprüft. Es ergab sich, daß Ruß jedenfalls nur geringes Reflexionsvermögen für Strahlgeschwindigkeit zwischen 0 und 20 Volt besitzt. Der Versuch wurde so angestellt, daß in den Weg der Kathodenstrahlen eine durch Schliff drehbare Messingplatte gestellt wurde, die einerseits berußt war. Es ergab sich dann, daß der von der Messingplatte abfließende Strom mehr als doppelt so groß wurde, wenn die Messingplatte durch die Rußschicht ersetzt wurde.

Dieser Versuch führte zu einer einwandfreien Anordnung zur Bestimmung des Reflexionsvermögens. Zu einer einigermaßen zuverlässigen Messung ist nämlich unbedingt erforderlich, daß die gesamte Umgebung des Reflektors möglichst wenig reflektiert, um zu vermeiden, daß die vom Reflektor zurückgeworfene Strahlung durch nochmalige Reflexion wieder an den Reflektor zurückgelangt. Deshalb wurde in allen folgenden Versuchen der Reflektor umgeben mit berußten Metallflächen, die außerdem möglichst weit vom Reflektor angebracht waren. Auf diese Weise konnte die Störung durch zweimalige Reflexion fast vollkommen beseitigt werden.

Messung der Reflexion mittels Faradayzylinders.

Das Prinzip der Methode besteht darin, daß ein Kathodenstrahlbündel das eine Mal auf den zu untersuchenden Reflektor fällt, das andere Mal von einem Hohlzylinder aufgefangen wird, bei dem praktisch keine Reflexion auftritt. Mißt man den vom Reflektor bzw. Hohl-

1) O. v. Baeyer, Über langsame Kathodenstrahlen. Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 96, 1908; diese Zeitschr. **10**, 168, 1909.

2) E. Ladenburg † und K. Markau, Über die Anfangsgeschwindigkeiten lichtelektrischer Elektronen. Diese Zeitschr. **9**, 821, 1908 u. Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 562, 1908.

zylinder abfließenden Strom, so kann aus dem Verhältnis der beiden Ströme das Reflexionsvermögen berechnet werden.

Die Versuchsanordnung war folgende: In der zu evakuierenden Glasröhre war als Kathodenstrahlenquelle eine kleine Spirale *B* aus Platindraht mit Kalziumoxydüberzug angebracht, die geglüht werden konnte. *A* (Fig. 1) ist ein Messingrohr von 3 cm Durchmesser und 3 cm Höhe, in dessen Mitte ein 4 mm weites, sehr dünnwandiges Röhrchen *a* angebracht ist. Wurde *B* geglüht und zwischen *A* und *B* eine Potentialdifferenz angelegt, so trat durch das Röhrchen ein Kathodenstrahlbündel, das auf die als Reflektor dienende Platte *C* fällt. Die Dimensionen des Diaphragmas *a* waren so gewählt, daß ein Übertreten von Kraftlinien des

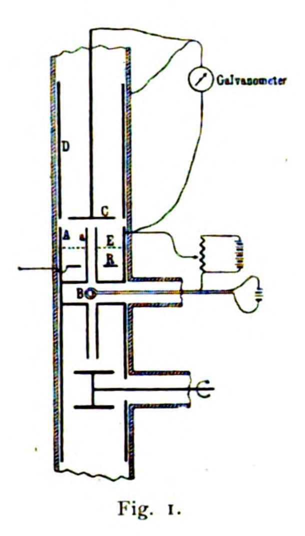


Fig. 1.

Feldes zwischen *A* und *B* nach dem Reflektorraum ausgeschlossen war, und daß das austretende Kathodenstrahlbündel (bei geradliniger Bahn der Teilchen) in allen Fällen ganz auf Platte *C* fallen mußte.

Die Oberfläche des Rohres *A* war berußt, und es ist ohne weiteres ersichtlich, daß auf diese Weise von *C* reflektierte Strahlen nur zum geringsten Teil zurückgelangen können. Die Platte *C* war beweglich und hing an einem dünnen Kupferdraht, der mittels Schliff auf eine Achse aufgewickelt werden konnte. Dadurch war es möglich, die Platte *C* innerhalb des berußten Messingzylinders *D* von 3 cm Weite und 7 cm Länge beliebig heben und senken zu können. War die Platte *C* am oberen Ende von *D*, so wurde durch *D* und *C* ein Hohlzylinder gebildet.

Die Länge dieses Hohlzylinders war derartig, daß die am oberen Ende diffus reflektierten Kathodenstrahlen (geradlinige Ausbreitung vorausgesetzt) praktisch vollkommen von den Wänden des Hohlzylinders aufgenommen wurden.

Der vom Zylinder *D* und der Platte *C* nach *A* abfließende Strom konnte durch ein Galvanometer gemessen werden (Empfindlichkeit etwa $5 \cdot 10^{-10}$ Amp. pro Skalenteil). War i_1 der von *C* abfließende Strom, wenn die Platte *C* am unteren Rande von *D* stand, i_2 der von *C* und *D* abfließende Strom, wenn die Platte *C* am oberen Rande von *D* stand, so ergab

$$1 - \frac{i_1}{i_2} = R$$

das Reflexionsvermögen der Platte.

Bei diesen Messungen sind nun zwei Fehlerquellen zu berücksichtigen. Zunächst muß für einwandfreie Messungen die Ionisation, d. h. die Bildung von positiven und negativen Ionen aus ungeladenen Gasmolekülen zu vernachlässigen sein. Für sehr langsame Kathodenstrahlen von 0 bis 10 Volt Geschwindigkeit, ist, wie Lenard gezeigt hat, die Ionisation außerordentlich gering, auch bei weniger vollkommenem Vakuum. Bei höheren Geschwindigkeiten steigt dagegen die Ionisation stark an, wenn man nicht außerordentlich hohes Vakuum verwendet. Wie ich schon am anderen Orte erwähnte, gelingt es durch Evakuation mittels Kokosnußkohle und flüssiger Luft die Ionisation für die hier in Betracht kommenden Kathodenstrahlgeschwindigkeiten auf ein genügend kleines Maß herabzudrücken.

Die Verwendung sehr guten Vakuums ist aber noch aus einem anderen Grunde nötig. Es haben nämlich gerade die sehr langsamen Elektronen in besonderem Maße die Eigenschaft, sich mit Gasteilchen zu beladen. Auf diese Weise werden negative Ionen gebildet, die von Lenard „Träger" genannt werden. Diese Trägerbildung verursacht besonders bei langsamen Kathodenstrahlen und einem nicht genügend hohen Vakuum eine starke diffuse Zerstreuung, so daß dann von geradliniger Ausbreitung keine Rede mehr sein kann. Für einwandfreie Reflexionsmessungen nach der hier verwendeten Methode ist aber natürlich eine einigermaßen geradlinige Ausbreitung Vorbedingung.

Mit Verbesserung des Vakuums nimmt die Trägerbildung ab. Vollkommen vermeiden läßt sie sich mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht. Besonders gilt dies bei der Verwendung glühender Kathoden, die fortwährend Gase abgeben.

Um ein Urteil über das erreichte Vakuum zu erhalten, wurde bei allen folgenden Versuchen die durch Trägerbildung hervorgerufene Streuung der Kathodenstrahlen gemessen.

Zu diesem Zwecke wurde Zylinder *D* mit *A* direkt verbunden, während durch das Galvano-

meter nur der auf die Platte C fallende Strom floß. Die Abnahme des so gemessenen Stromes bei Verschiebung der Platte C ergab ein Maß für die Größe der Streuung, da, wie schon erwähnt, bei Abwesenheit der Streuung bei allen Stellungen von C die gesamte Kathodenstrahlenmenge auf die Platte C hätte fallen müssen. Wie zu erwarten war, nahm die Menge der auf den Reflektor C treffenden Strahlung annähernd linear mit der Entfernung ab. Als Beispiel einer solchen Messung ist in folgender Tabelle der von C abfließende Strom bei einer Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen von 10 Volt für verschiedene Abstände des Reflektors vom Diaphragma aufgeführt. Die Zahlen in Kolumne 2 beziehen sich auf ein mit flüssiger Luft hergestelltes Vakuum, während in Kolumne 3 die Werte, die bei Anwendung der Hg-Pumpe allein erhalten wurden, wiedergegeben sind.

Bei der Messung ohne Anwendung flüssiger Luft war der mit McLeod-Manometer gemessene Druck 0,005 mm.

Tabelle I.

Abstand des Reflektors vom Diaphragma	Strom, der vom Reflektor nach A fließt, in Skalenteilen	
	mit flüssiger Luft	ohne flüssige Luft
7	18	—
6	21	—
5	27	—
4	33	2
3	39	4
2	44	7
1	48	10

Wie man sieht, wird durch die Anwendung der flüssigen Luft die Streuung bedeutend herabgemindert. Bei geringeren Geschwindigkeiten als 10 Volt war sie natürlich beträchtlich größer.

Bei allen folgenden Messungen wurde auf die angegebene Weise die Streuung für 10 Volt Strahlen gemessen. Es war dadurch eine gewisse Sicherheit gegeben, daß das Vakuum genügende Höhe erreicht hatte.

Im folgenden sollen zunächst die Werte wiedergegeben werden, die bei verschiedenen Kathodenstrahlgeschwindigkeiten für den Reflexionsfaktor gefunden wurden. Die Kathodenstrahlgeschwindigkeiten sind in allen Fällen ausgedrückt durch das zwischen A und B herrschende Potential[1]).

1) Infolge des durch den Heizdraht fließenden Stromes ist auf dem Heizdraht ein Potentialgefälle von etwa 2 Volt. Es ergibt also die angelegte Potentialdifferenz V nicht die wirkliche Geschwindigkeit der Primärstrahlung; sie ist vielmehr aus dem angegebenen Grunde nicht ganz homogen, sondern entspricht einem Intervall von V bis $(V+2)$ Volt. Das am anderen Orte angegebene Verfahren zur Vermeidung dieser Inhomogenität wurde der Einfachheit halber hier nicht verwendet.

In einem Fall diente z. B. als Reflektor eine mit Schmirgelpapier abgeschmirgelte Messingplatte. Die Messungen erfolgten in der Weise, daß für eine Primärstrahlgeschwindigkeit der Wert i_1, dann i_2 und hierauf wiederum i_1 gemessen wurden.

Tabelle II.

Primärgeschw. Volt	i_1	i_2	i_1	$\frac{i_2-i_1}{i_2} = R$
5	14	39	18	0,59
8	27	107	32	0,72
10	36	143	41	0,74
12	52	165	56	0,67
15	57	192	64	0,68
20	15	215	19	0,93

Aus den Werten R folgt zunächst, daß auch nach der hier angewandten Methode Reflexionsfaktoren gefunden werden, die der Größenordnung nach mit den seinerzeit mit Hilfsfeld gefundenen übereinstimmen.

Betrachtet man die Werte von R bei den angegebenen Primärgeschwindigkeiten, so erkennt man einen eigentümlichen Gang. Es steigt nämlich der Wert von R bis etwa 10 Volt an, um dann bis 15 Volt abzufallen, worauf wieder ein starker Anstieg stattfindet.

Dem kleinen Werte für R bei 5 Volt wird man meines Erachtens keine große Sicherheit beilegen dürfen. Es lassen sich dafür zweierlei Gründe angeben. Erstens muß man, wie schon oben erwähnt, annehmen, daß bei diesen geringen Geschwindigkeiten ein großer Teil der Elektronen Träger bildet. Träger können naturgemäß eine Reflexion oder Sekundärstrahlung nicht hervorrufen, da ja ihre Geschwindigkeit außerordentlich viel kleiner ist als die der Elektronen. Andererseits ist es aber auch möglich, daß die Reflexion bei kleinen Geschwindigkeiten durch die jedenfalls den Metallen anhaftende Gasschicht vermindert wird. Es ist sehr wahrscheinlich, daß bei Herstellung eines sehr viel besseren Vakuums, wie es z. B. bei den lichtelektrisch erzeugten Kathodenstrahlen möglich ist, sich diese Abnahme des Reflexionsvermögens erst bei sehr viel kleineren Werten finden würde oder überhaupt verschwinden wird. Immerhin steht so viel fest, daß auch noch bei 2 Volt Geschwindigkeit beträchtliche Reflexion vorhanden ist.

Bei 10 Volt Primärgeschwindigkeit tritt nun die Trägerbildung bei dem angewandten Vakuum nur mehr unbedeutend auf, wie die Messung der Streuung des Strahles nach der oben beschriebenen Methode ergab. Es entsprach nämlich in diesem Falle der vom Reflektor allein nach A fließende Strom für 1 cm und 5 cm Abstand vom Diaphragma 48 und 32 Skalenteilen.

Von diesem Punkt an tritt eine deutliche

Abnahme des Reflexionsvermögens mit wachsender Geschwindigkeit ein bis zu etwa 15 Volt, was die von mir schon früher geäußerte Anschauung unterstützt, daß man es in diesem Bereich mit einer wirklichen Reflexion zu tun hat.

Bei 15 Volt Geschwindigkeit tritt wieder ein rapider Anstieg des Reflexionsvermögens ein. Man muß annehmen, daß dieser Anstieg auf die von Lenard bei höherer Geschwindigkeit beobachtete Sekundärstrahlung znrückzuführen ist. Um dies zu untersuchen, wurde die Geschwindigkeit der Primärstrahlung weiter gesteigert.

Bei 25 Volt ergab sich R bereits zu 0,99, d. h. es wurde fast ebensoviel vom Reflektor emittiert, wie auf ihn auftraf. Man erkennt dieses enorme Ansteigen schon aus der rapiden Abnahme des vom Reflektor allein abfließenden Stromes.

Steigert man die Primärgeschwindigkeit, so sinkt der vom Reflektor abfließende Strom noch weiter, kehrt seine Richtung um und steigt nun bei wachsender Primärgeschwindigkeit immer weiter an. Verfolgt wurde diese Erscheinung bis zu 80 Volt Geschwindigkeit. Es ergab sich am Messing als Reflektor ein positiver Strom von + 120 Skt., während die auffallende Strahlung — 320 Skt. entsprach.

Man könnte nun annehmen, daß diese Erscheinung durch Ionisation des Gasinhaltes hervorgerufen wird. Um dies zu untersuchen, wurde eine Spannungsquelle von 40 Volt zwischen Faradayzylinder und Galvanometer eingeschaltet, so daß der Faradayzylinder gegen die Anode A auf — 40 Volt geladen wurde. Ließ man nun durch das Diaphragma 30 Volt-Strahlen treten, so konnten sie den Faradayzylinder nicht erreichen, eine beträchtliche Ionisation hätte jedoch Bildung von + -Ionen veranlassen und einen merkbaren Stromübergang vom Faradayzylinder zur Anode bewirken müssen. Die beobachteten Ströme waren aber bei dem hier angewandten Vakuum kaum bemerkbar, jedenfalls unter 1 Proz. der in dem Raum eintretenden negativen Strahlung.

Ein direkter Beweis, daß der vom Reflektor abfließende positive Strom auf Sekundärstrahlung beruht, ergibt sich dadurch, daß bei Anlegen eines + -Potentials, das bei Vorhandensein von Leitfähigkeit den + -Strom hätte verstärken müssen, der vom Reflektor abfließende + -Strom kleiner wird und bei genügender Höhe des angelegten Potentials negative Werte annimmt. Es zeigt diese Erscheinung, daß durch das + -Potential des Reflektors gegenüber der Umgebung die Sekundärstrahlung zurückgehalten wird.

Oben war die Ansicht ausgesprochen worden, daß zwischen 10 und 15 Volt eine wirkliche Reflexion, dagegen von 15 Volt aufwärts Sekundärstrahlung vorliegt. Ist diese Ansicht richtig, so müßte sich ein Unterschied im Charakter der vom Reflektor ausgehenden Strahlung bemerkbar machen. Es ist zu erwarten, daß die reflektierte Strahlung im wesentlichen die Geschwindigkeit der primären habe, während bei Sekundärstrahlung ein so einfacher Zusammenhang zwischen Primär- und Sekundärgeschwindigkeit nicht zu erwarten ist.

Um diese Frage zu entscheiden, wurde die Geschwindigkeit der reflektierten Strahlen nach derselben Methode wie in meiner früheren Arbeit[1]) untersucht, nur daß jetzt alle in Betracht kommenden Teile berußt wurden; die Anordnung war folgende: Die Kathodenstrahlen traten wieder (Fig. 1) durch das in der Mitte von A befindliche Röhrchen a und fielen auf den Reflektor D, der in geringem Abstand von dem oberen Ende von a angebracht war. Der ringförmige Hohlraum zwischen A und a war durch das Drahtnetz E in zwei Teile geteilt. In der unteren Hälfte war von A isoliert ein Ring R angebracht; der von R nach A fließende Strom konnte durch das Galvanometer gemessen werden, wobei gleichzeitig dem Ring R beliebige negative Potentiale gegen A erteilt werden konnten.

Die von D ausgehende Strahlung trat also durch das Drahtnetz in ein verzögerndes Feld. Durch Messung des Stromes zwischen Ring und A bei verschiedener Größe des verzögernden Feldes kann man die Geschwindigkeitsverteilung erkennen.

Es wurden Messungen angestellt bei 10, 15, 30 und 80 Volt. Wie die Kurven in Fig. 2 zeigen, ergeben sich deutliche Unterschiede in dem Charakter der Kurven für 10 und 15 Volt gegenüber den Kurven bei 30 und 80 Volt.

Bei den Primärgeschwindigkeiten von 30 und 80 Volt liegt der stärkste Abfall zwischen 0 und 5 Volt. Dies zeigt, daß dem größten Teil der Sekundärstrahlung Geschwindigkeiten in dieser Größenordnung zukommen. Es ist jedoch bei den 30 Volt-Strahlen noch bis zu 28 Volt Spannung zwischen R und A ein merkbarer Strom vorhanden. Dies deutet an, daß hier auch noch Reflexion vorhanden ist. Wird das negative Potential von RA gegenüber über 30 Volt gesteigert, so bleibt der von R abfließende Strom = 0, was wiederum beweist, daß Ionisation des Gasinhaltes hierbei keine Rolle spielt.

Bei 80 Volt Primärstrahlung überwiegt die Sekundärstrahlung derartig, daß schon bei 30 Volt die Stromstärke auf 1 Proz. des Maximalwertes gesunken ist.

Ganz anders verhalten sich die Kurven bei 15 und 10 Volt Primärgeschwindigkeit. Bei

1) O. v. Baeyer, l. c.



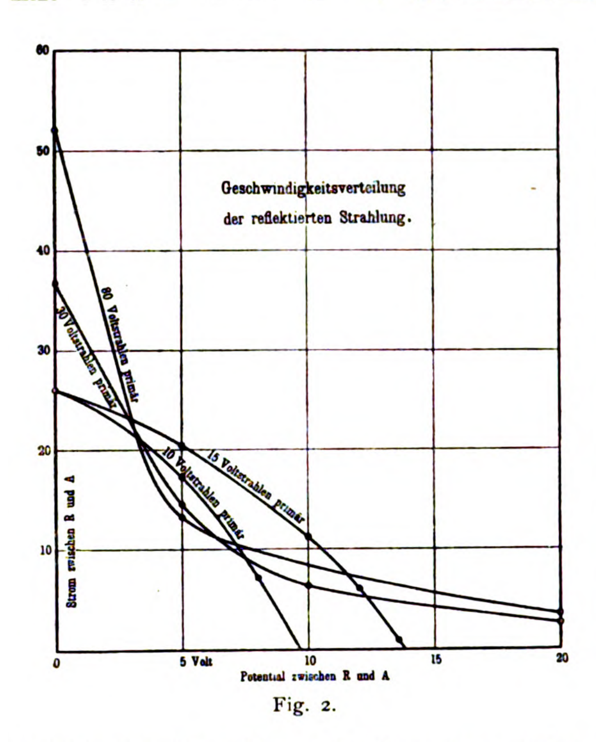


Fig. 2.

15 Volt Primärstrahlen z. B. liegt der stärkste Abfall oberhalb 10 Volt. Es ergibt sich also, daß die bei 10 Volt Geschwindigkeit reflektierte Strahlung jedenfalls größtenteils die Geschwindigkeit der Primärstrahlung besitzt, während kleinere Geschwindigkeiten in sehr viel geringerem Maße als bei Vorhandensein der Sekundärstrahlung vertreten sind.

Diese Messungen können nur als qualitativ richtig gelten. Der diffuse Verlauf der vom Reflektor kommenden Strahlen und vor allem das für kleine Geschwindigkeiten nicht ausreichende Vakuum muß große Fehler bedingen. In Wirklichkeit wird der Unterschied im Charakter der beiden Strahlungsarten noch viel schroffer sein.

Die erwähnten Versuche wurden, wie schon hervorgehoben, bei möglichst hohem Vakuum ausgeführt, das durch die Stärke der Streuung beurteilt werden konnte. Ein direkter Einfluß des Druckes auf die Größe der Reflexion bzw. Sekundärstrahlung konnte allerdings nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden. Es muß aber berücksichtigt werden, daß das zur Untersuchung geeignete Druckintervall ziemlich beschränkt war, da bei schlechterem Vakuum eine solche Abnahme der durch das Diaphragma eintretenden Strahlenmenge eintrat, daß die Messung unmöglich wurde. Dagegen trat eine deutliche Beeinflussung des Reflexionsvermögens von adhärierenden Gasschichten zutage. Wurde nämlich eine Röhre frisch zusammengesetzt, so war die Reflexion und Sekundärstrahlung anfangs schwach und stieg erst zu einem einigermaßen konstanten Wert an, wenn das Vakuum mindestens einige Stunden aufrecht erhalten worden war. Dies deutet darauf hin, daß Gasschichten an der Oberfläche des Reflektors die Resultate wesentlich beeinflussen können.

Die hier beschriebene Erscheinung, daß eine von Kathodenstrahlen getroffene Platte mehr negative Teilchen, als auftreffen, aussendet, ist analog zu der Beobachtung von Austin und Starke[1]) an schnellen Kathodenstrahlen. Während aber bei letzteren nur bei schiefer Inzidenz eine so starke Sekundärstrahlung auftritt, ist dies bei meinen Versuchen auch bei senkrechter Inzidenz der Fall.

In neuerer Zeit hat Laub[2]) die Versuche von Austin und Starke dadurch erklärt, daß durch die Vergrößerung des Einfallwinkels die Absorption der in dem Reflektor entstehenden Sekundärstrahlen geringer wird, da ja bei schiefer Inzidenz die Primärstrahlen in den äußersten Schichten des Metalls absorbiert werden.

Mit dieser Anschauung stehen meine Versuche in bestem Einklang. Die hier benutzten langsamen Kathodenstrahlen werden in der äußersten Schicht der Metalloberfläche absorbiert. Infolgedessen können die Sekundärstrahlen in beträchtlicher Menge aus dem Metall austreten.

Die Geschwindigkeit der Sekundärstrahlung ergab sich bei meinen Versuchen zu etwa 5 Volt. Dies steht in gewissem Widerspruch mit Versuchen bei schnellen Kathodenstrahlen. Hier findet sich eine von der Primärgeschwindigkeit unabhängige Geschwindigkeit von 27 bis 34 Volt[3]).

Nimmt man als Hypothese an, daß die Anfangsgeschwindigkeit der Sekundärstrahlenteilchen aus der Energie der Metallatome stammt, so müßte man für diese langsamen Sekundärstrahlen entweder eine andere Art des Atomzerfalls annehmen, oder es müßte sich hier der beschriebene Vorgang gar nicht an den Metallatomen selbst, sondern an anderen Atomen abspielen, z. B. an okkludierten Gasteilchen. Gegen letztere Anschauung spricht der Umstand, daß eine Ermüdung der bestrahlten Platte bisher sich nicht nachweisen ließ.

Einfluß des Materials auf die Reflexion und Sekundärstrahlung.

Mit der eben beschriebenen Methode wurden auch andere Materialien, wie das oben als Beispiel angeführte Messing untersucht.

1) Austin und Starke, Ann. d. Phys. (4) **9**, 271, 1902.
2) J. Laub, ebenda (4) **23**, 285, 1907.
3) Chr. Füchtbauer, Ann. d. Phys. (4) **23**, 301, 1907.

Zunächst konnte festgestellt werden, daß Ruß, wie schon die erwähnten Vorversuche ergeben hatten, außerordentlich geringes Reflexionsvermögen besitzt. Zwischen 5 und 15 Volt Primärgeschwindigkeit war bei einer Rußplatte das Reflexionsvermögen im Mittel = 0,1, bei 30 Volt 0,2. Es tritt also an Ruß, wenn auch in geringem Maße, sowohl Reflexion wie Sekundärstrahlung auf. Blanke Metalle wie Silber, Platin, Aluminium ergaben, was die Abhängigkeit, des Reflexionsfaktors von der Primärgeschwindigkeit anbelangt, qualitativ dieselben Resultate wie Messing, d. h. es wurde zwischen 9 und 15 Volt eine Abnahme des Reflexionsvermögens konstatiert, während über 15 Volt ein Ansteigen des Reflexionsvermögens stattfand. Quantitativ aber treten Unterschiede bei den verschiedenen Materialien hervor; so schwankte das Reflexionsvermögen bei 10 Volt Primärgeschwindigkeit zwischen 0,5 und 0,8. Auch der durch Sekundärstrahlung bedingte Anstieg war von Fall zu Fall verschieden. Als Maß kann hierfür die Größe der Primärgeschwindigkeit, bei der $R = 1$ wird, dienen. Dies trat z. B. bei einer Messingplatte bei 32 Volt, bei Platin bei 28 Volt, bei Aluminium erst bei 49 Volt ein. Für ausgedehntere Untersuchungen war aber die verwandte Methode unbequem, da für jedes Material die Röhre auseinander genommen werden mußte.

Es wurden deshalb die weiteren Untersuchungen derart ausgeführt, daß dem Austrittsdiaphragma verschiedene Platten, die auf einer Achse drehbar angebracht waren, gegenüber gestellt werden konnten (s. Fig. 1). Auf diese Weise war es möglich, drei verschiedene Materialien hinsichtlich ihres Reflexionsvermögens unmittelbar hintereinander mit einer Rußplatte zu vergleichen. Die einzelnen Versuche hier anzuführen ist unnötig. Denn es ergab sich im allgemeinen keine eindeutige Abhängigkeit des Reflexionsvermögens vom Material allein, dagegen ist die Oberflächenbeschaffenheit von wesentlichem Einfluß. Dies ist auch nicht zu verwundern, da ja bei dem geringen Durchdringungsvermögen der langsamen Kathodenstrahlen, alle beschriebenen Erscheinungen sich unmittelbar an der Oberfläche abspielen müssen.

Den deutlichsten Beweis für diese Anschauung ergab das Verhalten von Platin. Während blankes Platin hohes Reflexionsvermögen gibt und die Sekundärstrahlung schon bei 25 bis 30 Volt Primärgeschwindigkeit die Stärke der auffallenden Strahlung erreicht, verhält sich Platinmohr fast ebenso wie Ruß.

Bei verschiedenen Ruß- oder Platinmohrüberzügen machten sich Unterschiede geltend. Ein tiefschwarzer Überzug ergab immer die kleinsten Reflexionsvermögen. So trat der Fall ein, daß ein weniger guter, grau erscheinender Rußüberzug mehr reflektierte als ein tiefschwarzer Platinmohrüberzug.

Durch verschiedenartige Behandlung wie Abschaben, Abschmirgeln usw. einer Platinoberfläche ließen sich Zwischenstufen zwischen blankem Platin und Platinmohr herstellen. Aluminium, das bekanntlich bei schnellen Kathodenstrahlen durch geringes Reflexionsvermögen sich auszeichnet, ergab abgeschmirgelt Werte, die unter denen von Messing und Platin lagen. Auch die Sekundärstrahlung trat bei Aluminium erst bei größeren Primärgeschwindigkeiten auf.

Nach dem Vorhergehenden ist es aber möglich, daß dieser Unterschied durch die Eigenschaften der Aluminiumoberflächen, die trotz Abschmirgeln immer ein graues Aussehen zeigen, bedingt ist.

Ob wirklich kleine Unterschiede zwischen verschiedenen Materialien bestehen, ließe sich nur entscheiden, wenn man bei den verschiedenen Materialien gleiche Oberflächenbeschaffenheit erzielen könnte. Dies macht aber schon bei verschiedenen Stücken ein und desselben Materials Schwierigkeiten.

Was die Abhängigkeit der Reflexion von der Geschwindigkeit anbelangt, ergibt die zuletzt beschriebene Methode, die auf dem Vergleich mit einer Rußfläche beruht, dieselben Resultate wie die erste Methode.

So wurden in ein und derselben Röhre (Fig. 1) Messungen an zwei blankgeschmirgelten Messingplatten, deren Oberfläche vollkommen gleich behandelt worden war, nach beiden Methoden angestellt. Das Ergebnis ist in folgender Tabelle zusammengestellt.

Tabelle III.

Primärgeschwindigkeit Volt	Reflexionsvermögen R		
	Erste Methode (Faradayzylinder)	Zweite Methode (Vergleich mit Platinmohr) gemessen (relativ zu Platinmohr)	absolut
8	0,67	0,67	0,70
12	0,58	0,54	0,59
15	0,66	0,65	0,68
25	0,93	0,91	0,93

Die nach der zweiten Methode als absolut angegebenen Werte sind aus den durch Vergleich mit Platinmohr sich ergebenden Werten berechnet, wobei als Reflexionsvermögen von Platinmohr für 8 bis 15 Volt Primärgeschwindigkeit $R = 0,1$ und für 25 Volt Geschwindigkeit $R = 0,2$ eingesetzt wurde. Letztere Werte wurden nach der Methode 1 für die verwendeten Platinmohrplatten gefunden. Die Über-

einstimmung der nach den beiden Methoden erhaltenen Werte ist befriedigend.

Resultate.

In Übereinstimmung mit meinen früheren Untersuchungen wurde bei Kathodenstrahlen, die von einer glühenden Oxydkathode ausgehen, bei Primärgeschwindigkeiten von 5 Volt an aufwärts eine beträchtliche Reflexion bzw. Sekundärstrahlung an Metallplatten festgestellt. Die Reflexion nimmt mit wachsender Primärgeschwindigkeit ab, die Sekundärstrahlung zu. Die Sekundärstrahlung ist so intensiv, daß schon bei etwa 30 Volt Primärgeschwindigkeit ebensoviele Elektronen die Platte verlassen wie auftreffen. Die Oberflächenbeschaffenheit des Reflektors wirkt wesentlich auf die Erscheinung ein, während ein Einfluß des Materials nicht mit Sicherheit konstatiert werden konnte. Ruß und Platinmohr zeigen Reflexion und Sekundärstrahlung in nur ganz geringem Maße.

Berlin, Physik. Institut der Universität.

(Eingegangen 23. Januar 1909.)

BESPRECHUNGEN.

W. Ostwald, Prinzipien der Chemie. Eine Einleitung in alle chemischen Lehrbücher. XV u. 540 Seiten. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1907. M. 8.—, gebunden M. 8.80.

W. Ostwald beschäftigt sich seit langer Zeit mit einer Kritik der Grundbegriffe der Chemie und versucht es, dieselben möglichst aus allen Hypothesen herauszuschälen. Gleichzeitig bemüht er sich, die Resultate dieser wissenschaftlichen Kritik für die Pädagogik der Chemie nutzbar zu machen. Eine Frucht dieser Gedankenrichtung sind seine „Analytische Chemie" (Leipzig, W. Engelmann 1894) sowie die „Grundlinien der anorganischen Chemie" (Leipzig, W. Engelmann 1900), die mit den jetzt erschienenen „Prinzipien der Chemie" ein einheitliches Ganzes bilden. Bei einem Vergleiche der Lehrbücher der anorganischen Chemie, die vor Ostwalds Grundlinien und Prinzipien erschienen sind, mit diesen letztgenannten Werken wird jeder, der von einem Stoff nur dann befriedigt ist, wenn dieser logisch-deduktiv bearbeitet ist, ein Gefühl der Erleichterung und ein Gefühl des Dankes für den durch Ostwald erreichten Fortschritt in der Richtung eines rationellen wissenschaftlichen Systems empfinden.

Eine pädagogische Einführung in die anorganische Chemie denkt sich Ostwald so, daß der Studierende zuerst ein gedrängtes lebendiges Anschauungsmaterial der Eigenschaften der wichtigsten Elemente und Verbindungen gewinnen und dann auf dieses gestützt, die großen Zusammenhänge, wie sie in den „Prinzipien" dargestellt sind, in ihren einfachen und übersichtlichen Linien in sich aufnehmen soll.

Nach Ansicht des Referenten müßte das Anschauungsmaterial, das zum vollen Verständnis der „Prinzipien", die von allen Eigenschaften individueller Stoffe absehen, nötig ist, schon ein ziemlich reichhaltiges sein, so daß die „Prinzipien der Chemie" eher als Schlußstein der „Grundlinien", in denen Ostwald dieses Anschauungsmaterial gibt, denn als Einleitung dienen könnten oder höchstens hier und da in die „Grundlinien" zu verweben wären.

Abgesehen von dem pädagogischen Wert wird auch jede Klarstellung der Grundbegriffe einer Disziplin einen wissenschaftlichen Wert haben. Während wohl die meisten physikalischen Chemiker mit der klaren und schönen Darstellung der „Prinzipien" in den Kapiteln

I: „Körper, Stoffe und Eigenschaften",
II: „Die Formarten (= Aggregatzustände)",
III: „Gemenge, Lösungen und reine Stoffe",
IV: „Umwandlung der Formarten und Gleichgewichte",
V: „Lösungen",
VIII: „Die kolligativen Eigenschaften",
IX: „Reaktionsgeschwindigkeit und Gleichgewicht",
X: „Isomerie",
XI: „Die Ionen",

einverstanden sein werden, werden die Meinungen bei den Kapiteln VI: „Elemente und Verbindungen" und VII: „Das Gesetz der Verbindungsgewichte", dem eigenartigsten und interessantesten Teil des Buches, sich teilen.

In dem ersten dieser beiden Kapitel: „Elemente und Verbindungen", in dem von der Atomistik gänzlich abgesehen wird, definiert Ostwald den Begriff des Elements mit Hilfe der hylotropen Umwandlung. Eine hylotrope Umwandlung ist eine Phasenumbildung, bei der in jedem Augenblicke das Verhältnis der Bestandteile (im Sinne des Phasengesetzes) in dem bei der Umwandlung verschwindenden wie in dem neuentstehenden Gebilde konstant und für beide gleich ist. Hylotrope Umwandlungen können nun erleiden: 1. ausgezeichnete Lösungen und 2. reine Stoffe. Der Unterschied zwischen beiden besteht darin, daß die ersteren nur in einem einzigen Zu-

standspunkte, letztere dagegen innerhalb eines endlichen Drucktemperaturgebietes hylotrop sind. Als neue Definition eines Elements ergibt sich dann: ein Element ist ein reiner Stoff, der innerhalb des ganzen uns zugänglichen Drucktemperaturgebietes (oder noch weiter: innerhalb des ganzen Gebietes der herstellbaren energetischen Beeinflussungen) nur hylotrope Umwandlungen erleiden kann.

Im weiteren Verlaufe des Kapitels werden die Kriterien untersucht, auf Grund deren man die Bildung einer Verbindung bei dem einfachsten möglichen Fall der Einwirkung zweier Bestandteile aufeinander erweisen kann. Es werden zunächst die möglichen Phasenbilder eines Systems zweier Stoffe, die miteinander nur Lösungen und Gemenge bilden, bei konstanter Temperatur und konstantem Druck durch geeignete Linienbilder veranschaulicht, vorgeführt, dann der Einfluß der Temperatur und des Druckes berücksichtigt (flächenhafte und räumliche Darstellung) und schließlich alle bei Bildung einer Verbindung aus den bei den Stoffen möglichen 366 Phasenbildern in derselben Weise diskutiert. Aus dem Vergleich der Phasenbilder bei Bildung einer neuen Verbindung aus den beiden Stoffen mit denen bei bloßer Lösung ergibt sich, daß in einer Reihe von Fällen die Bilder verschieden sind, in einer andern sie sich decken. In diesem letzten Falle kann man die Entscheidung für die bloße Lösung oder Verbindung bei der Wechselwirkung zweier Stoffe auf Grund des Phasenbildes allein nicht treffen, es werden deshalb auch noch die andern Kriterien für die Existenz einer Verbindung vorgeführt.

In dem Kapitel: „Das Gesetz der Verbindungsgewichte" versucht Ostwald die experimentell ermittelten stöchiometrischen Grundgesetze der konstanten und der multiplen Proportionen, sowie der Verbindungsgewichte, auf Überlegungen F. Walds fußend, auf einfache Prinzipien zurückzuführen, statt sie, wie sonst üblich, durch die Atomhypothese zu veranschaulichen.

Was das Gesetz der konstanten Proportionen anlangt, so folgt es schon aus der Definition eines reinen Stoffes (AB), der in einem endlichen Gebiete nur hylotrope Umwandlungen erleiden kann, also keine Lösungen oder Gemenge zu bilden imstande ist, also konstante Zusammensetzung hat. Im Verein mit dem Erhaltungsgesetz der Elemente folgt, daß AB die Stoffe A und B nur in einem konstanten Verhältnis liefern und aus denselben nur im selben konstanten Verhältnis entstehen kann. Das Gesetz der konstanten Proportionen ist also mit der Erfassung des Begriffes eines reinen Stoffes auf engste verknüpft.

Das Gesetz der Verbindungsgewichte wird aus dem allgemeinen Gesetz der integralen Reaktionen (F. Wald) deduziert. Dieses letztere Gesetz besagt eigentlich nur, daß das Gesetz der konstanten Proportionen nicht nur für Elemente, sondern auch für alle andern reinen Stoffe, das sind Verbindungen, gilt, diese also ebenso wie die Elemente als Ganzes weitere Verbindungen eingehen. Eine Verbindung ABC (die Buchstaben mögen sowohl die Natur der Elemente als eine bestimmte Menge von ihnen andeuten) kann zum Beispiel aus AB durch Reaktion mit C oder aus AC durch Reaktion mit B entstehen. AB bzw. AC treten als Ganzes mit C bzw. B in Reaktion, also ist in ABC der Stoff A und der Stoff B im selben Verhältnis, wie in AB, ebenso A und C im selben Verhältnis wie in AC. Bildet man schließlich noch aus BC durch Reaktion mit A den Stoff ABC, so folgt, daß auch in BC dasselbe Verhältnis der Stoffe B und C herrschen muß wie in ABC. Die Menge B, die in AB mit der Menge A verbunden ist, heißt nun das Verbindungsgewicht von B in bezug auf A; ebenso die Menge C in AC das Verbindungsgewicht von C in bezug auf A. Es folgt also aus dem Gesetz der integralen Reaktionen, daß auch B und C die Verhältniszahlen sind, in denen diese beiden Elemente zu einer Verbindung BC zusammentreten. Mit anderen Worten: Hat man die Gewichtsmengen der verschiedensten Elemente (BCD . . .) bestimmt, die mit einer konstanten Gewichtsmenge eines einzigen Elementes (A) sich verbinden, so geben diese Gewichtsmengen auch die Verhältnisse an, in denen die Elemente sich untereinander verbinden. Dies ist aber der Inhalt des Gesetzes der Verbindungsgewichte, das somit aus dem Gesetz der integralen Reaktionen und dem der konstanten Proportionen abgeleitet wurde. In ähnlicher Weise wird auch das Gesetz der multiplen Proportionen deduziert.

Jedenfalls ist ein derartiger Versuch, die stöchiometrischen Grundgesetze auch von einer andern Seite als von der der Atomistik zu beleuchten, sehr interessant und aufklärend. Welchen heuristischen Wert eine derartige Betrachtungsweise für die Chemie haben kann, wird erst die zukünftige Entwicklung dieser Wissenschaft zeigen. Soviel aber dürfte man bei dem jetzigen Stande der Wissenschaft behaupten können, daß Ostwald, der die Atomistik hier noch[1]) vollständig verwirft, dieser Anschauungsweise, die doch unzweifelhaft zu großen Erfolgen in der Chemie und Physik geführt hat und noch führt, und wahrscheinlich auch immer führen wird, unrecht tut, wie auch die dogmatischen Atomistiker, die keinerlei andere Betrachtungsweise

1) In seinem neuesten Werk: Grundriß der allgemeinen Chemie, 4. Auflage, hat Ostwald seinen Standpunkt in dieser Beziehung geändert.



als die ihrige für wissenschaftlich gelten lassen wollen, allen denen, die auf einem kritischen Standpunkt stehen, nicht gerecht werden.

In buchtechnischer Hinsicht schließlich darf die Bemerkung nicht unterdrückt werden, daß in dem Werke eine große Zahl von störenden Druckfehlern die Lektüre hindert.

K. Jellinek.

R. Gans, Einführung in die Theorie des Magnetismus. 8. 110 S. 40 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. M. 2.40

Vorliegendes Werk ist die erste Nummer der von E. Jahnke herausgegebenen Sammlung mathematisch-physikalischer Schriften für Ingenieure und Studierende. Nach dem Willen des Verfassers soll es eine Mittelstellung einnehmen zwischen den Werken von du Bois und Ewing einerseits und den modernen von Cohn, Abraham und Ebert andererseits, in dem es sich mehr auf die Maxwellsche Theorie stützt als die ersteren, aber sie nicht so weitgehend durcharbeitet, wie die letzteren. Es stellt demnach mit ein Glied der Brücke dar, die zwischen Anwendung und Theorie zur Zeit in Bau ist. Die Art der Darstellung ist dadurch zu kennzeichnen, daß man sagen kann, sie versteht, mit einem Minimum von Worten ein Maximum von Wissen zuzuführen, ohne Wesentliches zu übergehen. Da das Wesen der Vektoranalyse dem so recht entspricht, finden wir sie häufig angewendet. Die Anordnung des Stoffs ist eine andere als jene, in der dem Studierenden die Lehre vom Magnetismus der Regel nach zum erstenmal vorgeführt wird. Die hieraus zu gewinnende Vertrautheit mit der Materie wird vielmehr als schon vorhanden vorausgesetzt. Der Leserkreis des Werkes ist demnach eindeutig bestimmt. Einer Empfehlung bedarf es nicht.

A. Nippoldt.

R. Fitzner, Beiträge zur Klimakunde des Osmanischen Reiches und seiner Nachbargebiete. II. Meteorologische Beobachtungen in Kleinasien 1903. 4. 37 S. Berlin, Hermann Paetel. 1907. M. 4.—

Zur Beurteilung der Wirtschaftlichkeit neu zu erschließender Länderstrecken sind meteorologische Beobachtungen von großem Wert. In diesem Sinne sind die vorliegenden Daten über 78 Stationen in Kleinasien mit Freude zu begrüßen. Meist sind es die Eisenbahnverwaltungen, auf deren Veranlassung Beobachtungen angestellt werden, doch beteiligt sich auch ein osmanischer Fachkollege, Prof. Manissadjiaw vom Anatolia College in Merzifan an der Sammlung meteorologischer Werte.

Das vorliegende Heft ist der zweite vom Verfasser veröffentlichte Jahrgang.

A. Nippoldt.

F. Kohlrausch, Kleiner Leitfaden der praktischen Physik. 2. vermehrte Auflage. 8. XVIII u. 268 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Preis gebunden 4 Mark.

Von dem kleinen Leitfaden der praktischen Physik, dem Auszuge aus dem großen Lehrbuch von F. Kohlrausch, ist eine zweite, vermehrte Auflage erschienen, die durch eine Anzahl von Aufgaben und Figuren, sowie durch Vergrößerung der theoretischen Abschnitte des Textes bereichert ist. Es erübrigt sich, dem jeden jungen Physiker unentbehrlichen, aber auch jedem älteren Fachmanne wegen seiner Übersichtlichkeit und Handlichkeit angenehmen, klassischen Buch noch ein Wort mitzugeben.

K. Jellinek.

Tagesereignisse.

Ferienkurse Jena. Vom 4. bis 17. August 1909. Im ganzen mehr als 50 verschiedene Kurse. **Naturwissenschaftliche Abteilung,** darunter: Immendorff, Grundzüge der Chemie und Darlegung der wichtigsten chemischen Vorgänge in der Natur, Rein, Drahtlose Telegraphie und Telephonie. — Das Problem der Luftschiffahrt, Knopf, Populäre Astronomie, Knopf, Zeit- und Ortsbestimmung, mit praktischen Übungen. Ferner sei auf die pädagogischen, schulhygienischen, literaturgeschichtlichen und religionswissenschaftlichen Kurse hingewiesen.

Ausführliche Programme sind kostenfrei durch das Sekretariat der Ferienkurse (Jena, Gartenstraße 4) zu haben.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Kiel Dr. H. Zahn für Physik, an der Universität Jena Dr. Clemens Thaer für Mathematik, an der Universität Heidelberg Dr. Ernst Müller für Chemie, an der Akademie zu Frankfurt a. M. Dr. Fr. L. Mayer für Chemie, an der Universität Heidelberg Dr. Paul Hertz für Physik.

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Berlin Professor Dr. Edmund Landau zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Göttingen, Oberingenieur Heinrich Aumund zum etatsmäßigen Professor für Maschinenbau an der Technischen Hochschule Danzig, der Dozent am Polytechnikum in Köthen und Privatdozent an der Universität Halle Dr. Georg Berndt zum Professor für Physik am Instituto Nacional del Profesorado Secundario in Buenos Aires, der ord. Professor an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Walter Ludwig zum ord. Professor der darstellenden Geometrie an der Technischen Hochschule Dresden.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 6. 15. März 1909. 10. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 7 am 22. März 1909.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zum gegenwärtigen Stand des Strahlungsproblems.

Von A. Einstein.

In der letzten Zeit sind in dieser Zeitschrift von den Herren H. A. Lorentz[1]), Jeans[2]) und Ritz[3]) Meinungsäußerungen erschienen, die geeignet sind, den heutigen Stand dieses ungemein wichtigen Problems erkennen zu lassen. In der Meinung, daß es von Vorteil sei, wenn alle, die über diese Sache ernsthaft nachgedacht haben, ihre Ansichten mitteilen, auch wenn sie zu endgültigem Resultat nicht haben vordringen können, teile ich das Folgende mit.

1. Die einfachste Form, in der wir die bisher erkannten Gesetzmäßigkeiten der Elektrodynamik ausdrücken können, ist durch die Maxwell-Lorentzschen partiellen Differentialgleichungen gegeben. Diejenigen Formen, in denen retardierte Funktionen vorkommen, sehe ich, im Gegensatz zu Herrn Ritz[3]), nur als mathematische Hilfsformen an. Ich sehe mich dazu in erster Linie dadurch gezwungen, daß jene Formen das Energieprinzip nicht in sich schließen, indem ich glaube, daß wir an der strengen Gültigkeit des Energieprinzips so lange festhalten sollen, bis wir gewichtige Gründe gefunden haben, auf diesen Leitstern zu verzichten. Es ist ja gewiß richtig, daß die Maxwellschen Gleichungen für den leeren Raum, für sich allein genommen, gar nichts aussagen, daß sie nur eine Zwischenkonstruktion darstellen; genau das gleiche läßt sich ja bekanntlich auch von den Newtonschen Bewegungsgleichungen sagen, sowie von jeder Theorie, die noch der Ergänzung durch andere Theorien bedarf, um ein Bild für einen Komplex von Erscheinungen liefern zu können. Was die Maxwell-Lorentzschen Differentialgleichungen gegenüber Formen, welche retardierte Funktionen enthalten, auszeichnet, das ist der Umstand, daß sie für jeden Augenblick, und zwar relativ zu jedem unbeschleunigten Koordinatensystem, einen Ausdruck für die Energie und für die Bewegungsgröße des betrachteten Systems liefern. Bei einer Theorie, die mit retardierten Kräften operiert, kann man den Momentanzustand eines Systems überhaupt nicht beschreiben, ohne für diese Beschreibung frühere Zustände des Systems zu benützen. Hat z. B. eine Lichtquelle A einen Lichtkomplex gegen den Schirm B hin abgesandt, dieser den Schirm B aber noch nicht erreicht, so ist nach den mit retardierten Kräften operierenden Theorien der Lichtkomplex durch nichts repräsentiert als durch die Vorgänge, welche bei der vorhergegangenen Emission im aussendenden Körper stattgefunden haben. Energie und die Bewegungsgröße müssen dann — wenn man auf diese Größen nicht überhaupt verzichten will — als Zeitintegrale dargestellt werden.

Herr Ritz behauptet nun zwar, daß wir durch die Erfahrung dazu gezwungen seien, die Differentialgleichungen zu verlassen und die retardierten Potentiale einzuführen. Indessen scheint mir seine Begründung nicht stichhaltig zu sein.

Setzt man mit Ritz:

$$f_1 = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\varphi\left(x', y', z', t - \frac{r}{c}\right)}{r} dx', dy', dz'$$

und

1) H. A. Lorentz, diese Zeitschr. **9**, 562—563, 1908.
2) J. H. Jeans, diese Zeitschr. **9**, 853—855, 1908.
3) W. Ritz, diese Zeitschr. **9**, 903—907, 1908.

$$f_2 = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\varphi\left(x', y', z', t + \frac{r}{c}\right)}{r} dx', dy', dz',$$

so ist sowohl f_1 wie f_2 eine Lösung der Gleichung

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} - \Delta f = \varphi(x\, y\, z\, t),$$

es ist also auch

$$f_3 = a_1 f_1 + a_2 f_2$$

eine Lösung, wenn $a_1 + a_2 = 1$. Es ist aber nicht richtig, daß die Lösung f_3 eine allgemeinere Lösung ist als f_1, und daß man die Theorie spezialisiert, indem man $a_1 = 1$, $a_2 = 0$ setzt. Setzt man

$$f(x, y, z, t) = f_1,$$

so kommt dies darauf hinaus, daß man die elektromagnetische Wirkung im Punkte x, y, z berechnet aus denjenigen Bewegungen und Konfigurationen der elektrischen Mengen, welche vor dem Augenblick t stattgefunden haben. Setzt man

$$f(x, y, z, t) = f_2,$$

so benützt man zur Bestimmung jener elektromagnetischen Wirkung diejenigen Bewegungen und Konfigurationen, welche nach dem Augenblick t stattfinden.

Im ersteren Fall berechnet man das elektromagnetische Feld aus der Gesamtheit der es erzeugenden, im zweiten Fall aus der Gesamtheit der es absorbierenden Vorgänge. Wenn der ganze Vorgang in einem allseitig begrenzten (endlichen) Raume vor sich geht, kann man ihn ebensowohl in der Form

$$f = f_1$$

wie in der Form

$$f = f_2$$

darstellen. Wenn nun ein vom Endlichen ins Unendliche emittiertes Feld betrachtet wird, kann man naturgemäß nur die Form

$$f = f_1$$

anwenden, weil eben die Gesamtheit der absorbierenden Vorgänge nicht in Betracht gezogen wird. Aber es handelt sich hier um ein irreführendes Paradoxon des Unendlichen. Es lassen sich stets beide Darstellungsweisen anwenden, wie entfernt man sich auch die absorbierenden Körper denken mag. Man kann also nicht schließen, daß die Lösung $f = f_1$ spezieller sei, als die Lösung $a_1 f_1 + a_2 f_2$, wobei $a_1 + a_2 = 1$.

Daß ein Körper nicht „Energie aus dem Unendlichen empfängt, ohne daß irgend ein anderer Körper ein entsprechendes Quantum Energie verliert", kann nach meiner Meinung ebenfalls nicht als Argument angeführt werden. Zunächst können wir, wenn wir bei der Erfahrung bleiben wollen, nicht vom Unendlichen reden, sondern nur von Räumen, die außerhalb des betrachteten Raumes liegen. Ferner aber kann aus der Nichtbeobachtbarkeit eines derartigen Vorgangs eine Nichtumkehrbarkeit der elektromagnetischen Elementarvorgänge ebensowenig geschlossen werden, als eine Nichtumkehrbarkeit der elementaren Bewegungsvorgänge der Atome aus dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik gefolgert werden darf.

2. Man kann der Jeansschen Auffassung entgegenhalten, daß es vielleicht unzulässig sei, die allgemeinen Ergebnisse der statistischen Mechanik auf mit Strahlung gefüllte Hohlräume anzuwenden. Indessen kann man auch auf folgendem Wege zu dem von Jeans gefolgerten Gesetz gelangen[1]).

Ein Ion, welches um eine Gleichgewichtslage in Richtung der X-Achse zu oszillieren vermag, emittiert und absorbiert nach der Maxwellschen Theorie nur dann im Mittel gleiche Mengen Strahlung pro Zeiteinheit, wenn zwischen der mittleren Schwingungsenergie $\overline{E}_\nu$ und der Energiedichte der Strahlung ϱ_ν bei der Eigenfrequenz ν des Oszillators die Beziehung

$$\overline{E}_\nu = \frac{c^3}{8\pi\nu^2} \varrho_\nu, \tag{I}$$

besteht, wobei c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Wenn das oszillierende Ion auch mit Gasmolekülen (oder überhaupt mit einem mittels der Molekulartheorie darstellbaren System) in Wechselwirkung zu treten vermag, so muß nach der statistischen Theorie der Wärme notwendig

$$\overline{E}_\nu = \frac{RT}{N} \tag{II}$$

sein (R = Konstante der Gasgleichung, N = Zahl der Atome in einem Grammatome, T = absolute Temperatur), wenn im Mittel keine Energie vom Gas durch den Oszillator auf den Strahlungsraum übertragen wird[2]).

Aus diesen beiden Gleichungen folgt

$$\varrho_\nu = \frac{R}{N} \frac{8\pi}{c^3} \nu^2 T, \tag{III}$$

also genau das auch von den Herren Jeans und H. A. Lorentz gefundene Gesetz[3]).

3. Daran, daß unsere heutigen theoretischen Ansichten zu dem von Herrn Jeans vertretenen Gesetz mit Notwendigkeit führen, ist nach meiner Meinung nicht zu zweifeln. Aber als

---

1) Vgl. A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) **17**, 133—136, 1905.

2) M. Planck, Ann. d. Phys. 1, 99, 1900. M. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. III. Kapitel.

3) Es sei ausdrücklich bemerkt, daß diese Gleichung eine unabweisbare Konsequenz der statistischen Theorie der Wärme ist. Der im soeben zitierten Planckschen Buche auf S. 178 enthaltene Versuch, die Allgemeingültigkeit der Gleichung II in Frage zu stellen, beruht — wie mir scheint — nur auf einer Lücke in Boltzmanns Betrachtungen, welche unterdessen durch die Gibbsschen Untersuchungen ausgefüllt wurde.

nicht viel weniger sicher erwiesen können wir es ansehen, daß die Formel (III) nicht mit den Tatsachen vereinbar ist. Warum senden denn die festen Körper nur von einer gewissen, ziemlich scharf ausgesprochenen Temperatur an sichtbares Licht aus? Warum wimmelt es nicht überall von ultravioletten Strahlen, wenn doch beständig solche bei gewöhnlicher Temperatur erzeugt werden? Wie ist es möglich, höchst empfindliche photographische Platten lange Zeit in Kassetten aufzubewahren, wenn diese beständig kurzwellige Strahlen erzeugen? Bezüglich weiterer Argumente verweise ich auf § 166 des mehrfach zitierten Planckschen Werkes. Wir werden also wohl sagen müssen, daß uns die Erfahrung dazu zwingt, entweder die von der elektromagnetischen Theorie geforderte Gleichung (I) oder die von der statistischen Mechanik geforderte Gleichung (II) oder endlich beide Gleichungen zu verwerfen.

4. Wir müssen uns fragen, in welcher Beziehung steht die Plancksche Strahlungstheorie zu der unter 2. angedeuteten, auf unseren gegenwärtig anerkannten theoretischen Grundlagen ruhenden Theorie? Die Antwort auf diese Frage wird nach meiner Meinung dadurch erschwert, daß der Planckschen Darstellung seiner eigenen Theorie eine gewisse logische Unvollkommenheit anhaftet. Ich will im folgenden dies kurz auseinander zu setzen versuchen.

a) Wenn man sich auf den Standpunkt stellt, daß die Nichtumkehrbarkeit der Naturvorgänge nur eine scheinbare ist, und daß der nichtumkehrbare Vorgang in einem Übergang zu einem wahrscheinlicheren Zustand bestehe, so muß man zunächst eine Definition der Wahrscheinlichkeit W eines Zustandes geben. Die einzige solche Definition, die nach meiner Meinung in Betracht kommen kann, wäre die folgende:

Es seien $A_1, A_2 \cdots\cdots A_l$ alle Zustände, welche ein nach außen abgeschlossenes System bei bestimmtem Energieinhalt anzunehmen vermag, bzw. genauer gesagt, alle Zustände, welche wir an einem solchen System mit gewissen Hilfsmitteln zu unterscheiden vermögen. Nach der klassischen Theorie nimmt das System nach einer bestimmten Zeit einen bestimmten dieser Zustände (z. B. A_l) an, und verharrt darauf in diesem Zustand (thermodynamisches Gleichgewicht). Nach der statistischen Theorie nimmt aber das System in unregelmäßiger Folge alle Zustände $A_1 \ldots\ldots A_l$ immer wieder an[1]). Beobachtet man das System eine sehr lange Zeit Θ hindurch, so wird es einen gewissen Teil τ_ν dieser Zeit geben, so daß das System während τ_ν und zwar nur während τ_ν den Zustand A_ν inne hat. Es wird $\frac{\tau_\nu}{\Theta}$ einen bestimmten Grenzwert besitzen, den wir die Wahrscheinlichkeit W des betreffenden Zustandes A_ν nennen.

Ausgehend von dieser Definition kann man zeigen, daß für die Entropie S die Gleichung bestehen muß

$$S = \frac{R}{N} \lg W + \text{konst},$$

wobei die Konstante für alle Zustände gleicher Energie dieselbe ist.

b) Weder Herr Boltzmann noch Herr Planck haben eine Definition von W gegeben. Sie setzen rein formal $W =$ Anzahl der Komplexionen des betrachteten Zustandes.

Verlangt man nun, daß diese Komplexionen gleich wahrscheinlich sein sollen, wobei man die Wahrscheinlichkeit der Komplexion analog definiert, wie wir unter a) die Wahrscheinlichkeit des Zustandes definiert haben, so gelangt man genau zu der unter a) gegebenen Definition der Zustandswahrscheinlichkeit; man hat nur das logisch unnötige Element Komplexion in der Definition mit verwendet.

Obwohl nun die angegebene Beziehung zwischen S und W nur gilt, wenn die Komplexionswahrscheinlichkeit in der angegebenen oder in gleichbedeutender Weise definiert wird, hat weder Herr Boltzmann noch Herr Planck die Komplexionswahrscheinlichkeit definiert. Aber Herr Boltzmann hatte doch klar erkannt, daß das von ihm gewählte molekulartheoretische Bild ihm die von ihm getroffene Wahl der Komplexionen in ganz bestimmter Weise vorschrieb; er hat dies in seiner in den Wiener Sitzungsberichten des Jahres 1877 erschienenen Arbeit „Über die Beziehung . . . . ." auf S. 404 und 405 dargelegt[1]). Auch bei der Resonatorentheorie der Strahlung wäre Herr Planck in der Wahl der Komplexionen nicht frei gewesen. Er hätte das Gleichungspaar

$$S = \frac{R}{N} \lg W$$

und

$$W = \text{Zahl der Komplexionen}$$

nur ansetzen dürfen, wenn er die Bedingung hinzugefügt hätte, daß die Komplexionen so gewählt werden müssen, daß sie in dem von ihm gewählten theoretischen Bilde auf Grund statistischer Betrachtungen als gleich wahrscheinlich befunden werden. Er wäre auf diesem Wege zu der von Jeans verteidigten Formel gelangt. So sehr sich jeder Physiker darüber freuen muß, daß sich Herr Planck in so glücklicher Weise über diese Forderung hinweg-

1) Daß diese letztere Auffassung die allein haltbare ist, geht unmittelbar aus den Eigenschaften der Brownschen Bewegung hervor.

1) Vgl. auch L. Boltzmann, Vorlesungen über Gastheorie, 1. Bd., S. 40, Zeile 9—23.



setze, so wenig wäre es angebracht, zu vergessen, daß die Plancksche Strahlungsformel mit der theoretischen Grundlage, von welcher Herr Planck ausgegangen ist, unvereinbar ist.

5. Es ist einfach zu sehen, in welcher Weise die Grundlagen der Planckschen Theorie abgeändert werden können, damit die Plancksche Strahlungsformel wirklich als Konsequenz der theoretischen Grundlagen resultiert. Ich gebe hier nicht die betreffenden Ableitungen, sondern verweise nur auf meine diesbezüglichen Abhandlungen[1]). Das Resultat ist folgendes: Man gelangt zur Planckschen Strahlungsformel, wenn man

1. an der von Planck aus der Maxwellschen Theorie hergeleiteten Gleichung (I) zwischen Resonatorenergie und Strahlungsdichte festhält[2]),
2. die statistische Theorie der Wärme durch folgende Annahme modifiziert: Ein Gebilde, welches mit der Frequenz ν Schwingungen auszuführen vermag, und welches dadurch, daß es eine elektrische Ladung besitzt, Strahlungsenergie in Energie der Materie und umgekehrt zu verwandeln vermag, vermag nicht Schwingungszustände jeder beliebigen Energie anzunehmen, sondern nur solche Schwingungszustände, deren Energie ein Vielfaches von $h \cdot \nu$ ist. h ist dabei die von Planck so benannte, in seiner Strahlungsgleichung auftretende Konstante.

6. Da die soeben mitgeteilte Modifikation der Grundlagen der Planckschen Theorie zu sehr tiefgreifenden Änderungen unserer physikalischen Theorien mit Notwendigkeit hinführt, ist es sehr wichtig, möglichst einfache, voneinander unabhängige Interpretationen der Planckschen Strahlungsformel sowie überhaupt des Strahlungsgesetzes, soweit dasselbe als bekannt vorausgesetzt werden darf, aufzusuchen. Zwei diesbezügliche Betrachtungen, die sich durch ihre Einfachheit auszeichnen, seien im folgenden kurz mitgeteilt.

Die Gleichung $S = \frac{R}{N} \lg W$ wurde bisher hauptsächlich derart angewendet, daß man auf Grund einer mehr oder weniger vollständigen Theorie die Größe W und aus dieser die Entropie berechnete. Man kann diese Gleichung aber auch umgekehrt dazu benutzen, um aus den mit Hilfe der Erfahrung ermittelten Entropiewerten S_ν die statistische Wahrscheinlichkeit der einzelnen Zustände A_ν eines nach außen abgeschlossenen Systems zu ermitteln. Eine Theorie, welche andere als die so ermittelten Werte für die Zustandswahrscheinlichkeit liefert, ist offenbar zu verwerfen.

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) **20**, 1906 und Ann. d. Phys (4) **22**, 1907, § 1.

2) Es kommt dies darauf hinaus, daß man annimmt, daß die elektromagnetische Theorie der Strahlung wenigstens richtige zeitliche Mittelwerte liefert. Daran läßt sich aber angesichts der Brauchbarkeit der Theorie in der Optik kaum zweifeln.

Eine Betrachtung der angedeuteten Art zur Ermittlung gewisser statistischer Eigenschaften von in einen Hohlraum eingeschlossener Wärmestrahlung habe ich bereits in einer früheren Arbeit[1]) durchgeführt, in der ich die Theorie der Lichtquanten zuerst darlegte. Da ich aber damals von der nur in der Grenze (für kleine Werte von $\frac{\nu}{T}$) gültigen Wienschen Strahlungsformel ausging, will ich hier eine ähnliche Betrachtung angeben, welche eine einfache Deutung des Inhalts der Planckschen Strahlungsformel liefert.

Es seien V und v zwei miteinander kommunizierende Räume, die durch diffus vollkommen reflektierende Wände begrenzt seien. In diese Räume sei Wärmestrahlung vom Frequenzbereich $d\nu$ eingeschlossen. H sei die momentan in V, η die momentan in v befindliche Strahlungsenergie. Nach einiger Zeit gilt dann mit gewisser Annäherung dauernd die Proportion $H_0 : \eta_0 = V : v$. In einem beliebig herausgegriffenen Zeitpunkt wird η von η_0 abweichen nach einem statistischen Gesetz, das sich aus der Beziehung zwischen S und W unmittelbar ergibt, indem man zu den Differentialen übergeht

$$dW = \text{konst}\, e^{\frac{N}{R} \cdot S}\, d\eta\,.$$

Bezeichnet man mit Σ bzw. σ die Entropie der in den beiden Räumen befindlichen Strahlung und setzt man $\eta = \eta_0 + \varepsilon$, so hat man

$$d\eta = d\varepsilon$$

und

$$S = \Sigma + \sigma = \Sigma_0 + \sigma_0 + \left\{\frac{d(\Sigma + \sigma)}{d\varepsilon}\right\}_0 \varepsilon + \frac{1}{2}\left\{\frac{d^2(\Sigma + \sigma)}{d\varepsilon^2}\right\}_0 \varepsilon^2 \ldots.$$

Die letztere Gleichung geht wegen

$$\left\{\frac{d(\Sigma + \sigma)}{d\varepsilon}\right\}_0 = 0\,,$$

wenn man annimmt, daß V sehr groß ist gegen v, über in

$$S = \text{konst} + \frac{1}{2}\left\{\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon^2}\right\}_0 \varepsilon^2 + \cdots\cdots$$

Begnügt man sich mit dem ersten nicht verschwindenden Glied der Entwicklung, was einen um so kleineren Fehler bedingt, je größer v, gegenüber dem Kubus der Strahlungswellenlänge ist, so erhält man

$$dW = \text{konst} \cdot e^{-\frac{1}{2}\frac{N}{R}\left(\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon^2}\right)_0 \varepsilon^2} \cdot d\varepsilon\,.$$

1) Ann. d. Phys. (4) **17**, 132—148, 1905.

Für den Mittelwert $\overline{\varepsilon^2}$ des Quadrates der Energieschwankung der in v befindlichen Strahlung erhält man daraus

$$\overline{\varepsilon^2} = \frac{1}{\frac{N}{R}\left\{\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon^2}\right\}_0}.$$

Ist die Strahlungsformel bekannt, so kann man σ aus derselben berechnen[1]). Betrachtet man als Ausdruck der Erfahrung die Plancksche Strahlungsformel, so erhält man nach einfacher Rechnung

$$\overline{\varepsilon^2} = \frac{R}{Nk}\left\{\nu h \eta_0 + \frac{c^3}{8\pi \nu^2 d\nu} \cdot \frac{\eta_0^2}{v}\right\}.$$

Wir haben so einen leicht zu interpretierenden Ausdruck für die mittlere Größe der Schwankungen der in v befindlichen Strahlungsenergie erlangt. Wir wollen nun zeigen, daß die jetzige Theorie der Strahlung mit diesem Resultat unvereinbar ist.

Nach der jetzigen Theorie rühren die Schwankungen lediglich daher, daß die unendlich vielen, den Raum durchsetzenden Strahlen, welche die Strahlung von v konstituieren, miteinander interferieren und so einen Wert der Momentanenergie liefern, der bald größer, bald kleiner ist, als die Summe der Energie, welche die einzelnen Strahlen liefern würden, wenn sie gar nicht miteinander interferierten. Man könnte so die Größe $\overline{\varepsilon^2}$ durch eine mathematisch etwas komplizierte Betrachtung exakt ermitteln. Wir begnügen uns hier mit einer einfachen Dimensionalbetrachtung. Es müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

1. Die Größe der mittleren Schwankung hängt nur von λ (Wellenlänge), $d\lambda$, σ und v ab, wobei σ die auf Wellenlängen bezogene Strahlungsdichte bedeutet ($\sigma d\lambda = \varrho d\nu$).

2. Da sich die Strahlenenergien benachbarter Wellenlängenbereiche und Volumina[2]) einfach addieren, und die betreffenden Schwankungen voneinander unabhängig sind, muß $\overline{\varepsilon^2}$ bei bestimmtem λ und ϱ den Größen $d\lambda$ und v proportional sein.

3. $\overline{\varepsilon^2}$ hat die Dimension des Quadrates einer Energie.

Dadurch ist der Ausdruck für $\overline{\varepsilon^2}$ bis auf einen Zahlenfaktor (von der Größenordnung 1) vollkommen bestimmt. Man gelangt auf diese Weise zum Ausdruck $\sigma^2 \lambda^4 v\, d\lambda$, der bei Einführung der oben benützten Variabeln in den zweiten Term der vorhin für $\overline{\varepsilon^2}$ entwickelten Formel übergeht. Diesen zweiten Term aber hätten wir allein für $\overline{\varepsilon^2}$ erhalten, wenn wir von der Jeansschen Formel ausgegangen wären.

1) Vgl. z. B. das mehrfach zitierte Plancksche Werk Gleichung (230).

2) Natürlich nur, wenn diese genügend groß sind.

Man hätte dann noch $\frac{R}{Nk}$ gleich einer Konstanten von der Größenordnung 1 zu setzen, was der Planckschen Bestimmung des Elementarquantums entspricht[1]). Das erste Glied des obigen Ausdrucks für $\overline{\varepsilon^2}$, das bei der sichtbaren Strahlung, die uns allenthalben umgibt, einen weitaus größeren Beitrag liefert als das zweite, ist also mit der jetzigen Theorie nicht vereinbar.

Setzt man mit Planck $\frac{R}{Nk} = 1$, so würde das erste Glied, wenn es allein vorhanden wäre, eine solche Schwankung der Strahlungsenergie liefern, wie wenn die Strahlung aus voneinander unabhängig beweglichen, punktförmigen Quanten von der Energie $h\nu$ bestünde. Es läßt sich dies durch eine einfache Rechnung zeigen. Es sei ausdrücklich daran erinnert, daß das erste Glied einen um so größeren Beitrag zur mittleren prozentischen Energieschwankung

$$\left(\sqrt{\frac{\overline{\varepsilon^2}}{\eta_0^2}}\right)$$

liefert, je kleiner die Energie η_0 ist, und daß die Größe dieser vom ersten Glied gelieferten prozentischen Schwankung davon unabhängig ist, über einen wie großen Raum v die Strahlung verteilt ist; ich erwähne dies, um zu zeigen, wie grundverschieden die tatsächlichen statistischen Eigenschaften der Strahlung sind von denjenigen, welche wir nach unserer jetzigen Theorie, die sich auf lineare, homogene Differentialgleichungen stützt, erwarten sollten.

7. Im vorigen haben wir die Schwankungen der Energieverteilung berechnet, um Aufschlüsse über die Natur der Wärmestrahlung zu erhalten. Im folgenden soll kurz gezeigt werden, wie man durch Berechnen der Schwankungen des Strahlungsdruckes (also von Schwankungen der Bewegungsgröße) zu ganz entsprechenden Resultaten gelangen kann.

Es befinde sich in einem allseitig von Materie von der absoluten Temperatur T umgebenen Hohlraum ein in Richtung senkrecht zu seiner Normalen frei beweglicher Spiegel[2]). Denken wir uns diesen von Anfang an mit einer gewissen Geschwindigkeit bewegt, so wird infolge dieser Bewegung an seiner Vorderseite mehr Strahlung reflektiert, als an seiner Rückseite; es ist daher der auf seiner Vorderseite wirkende Strahlungsdruck größer als der auf die Rückseite wirkende. Es wird also auf den Spiegel infolge seiner Bewegung relativ zur

1) Bei Durchführung der oben angedeuteten Interferenzbetrachtung würde man wohl $\frac{R}{Nk} = 1$ erhalten.

2) Die Bewegungen des Spiegels, von denen hier die Rede ist, sind der sogenannten Brownschen Bewegung suspendierter Teilchen durchaus analog.

Hohlraumstrahlung eine der Reibung vergleichbare Kraft wirken, welche nach und nach die Bewegungsgröße des Spiegels aufzehren müßte, wenn nicht andererseits eine bewegende Ursache bestünde, welche die durch jene Reibungskraft verlorene Bewegungsgröße im Mittel gerade ersetzte. Den im vorigen studierten unregelmäßigen Schwankungen der Energie eines Strahlungsraumes entsprechen nämlich auch unregelmäßige Schwankungen der Bewegungsgröße bzw. unregelmäßige Schwankungen der von der Strahlung auf den Spiegel ausgeübten Druckkräfte, die den Spiegel in Bewegung versetzen müßten, auch wenn er anfänglich ruhte. Die mittlere Bewegungsgeschwindigkeit des Spiegels ist nun aus der Entropie-Wahrscheinlichkeitsbeziehung, das Gesetz der obengenannten Reibungskräfte aus dem als bekannt angenommenen Strahlungsgesetz zu ermitteln. Aus diesen beiden Resultaten berechnet man dann die Wirkung der Druckschwankungen und ist in der Lage, aus diesen wieder Schlüsse in betreff der Konstitution der Strahlung oder — genauer gesprochen — in betreff der Elementarvorgänge der Reflexion der Strahlung am Spiegel zu ziehen.

Es sei mit v die Geschwindigkeit des Spiegels zur Zeit t bezeichnet. Infolge der obenerwähnten Reibungskraft nimmt im darauf folgenden Zeitteilchen τ diese Geschwindigkeit um $\frac{Pv\tau}{m}$ ab, wenn mit m die Masse des Spiegels, mit P die verzögernde Kraft bezeichnet wird, welche der Einheit der Geschwindigkeit des Spiegels entspricht. Wir bezeichnen ferner mit Δ diejenige Geschwindigkeitsänderung des Spiegels während τ, welche den unregelmäßigen Schwankungen des Strahlungsdruckes entsprechen. Die Geschwindigkeit des Spiegels zur Zeit $t+\tau$ ist

$$v - \frac{P\tau}{m} v + \Delta.$$

Als Bedingung dafür, daß v im Mittel, während τ ungeändert bleibt, erhalten wir

$$\overline{\left(v - \frac{P\tau}{m} v + \Delta\right)} = \overline{v^2}$$

oder, indem man relativ unendlich kleines wegläßt und berücksichtigt, daß der Mittelwert von $v\Delta$ offenbar verschwindet:

$$\overline{\Delta^2} = \frac{2P\tau}{m} \overline{v^2}.$$

In dieser Gleichung läßt sich zunächst $\overline{v^2}$ mittels der aus der Entropie-Wahrscheinlichkeitsgleichung ableitbaren Gleichung

$$\frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{1}{2} \frac{RT}{N}$$

ersetzen. Bevor wir ferner den Wert der Reibungskonstante P angeben, spezialisieren wir das behandelte Problem durch die Annahme, daß der Spiegel Strahlung von dem bestimmten Frequenzbereich (zwischen ν und $\nu + d\nu$) vollkommen reflektiere, für Strahlung anderer Frequenz aber vollkommen durchlässig sei. Durch eine Rechnung, welche ich hier der Kürze halber nicht angebe, erhält man durch eine rein elektrodynamische Untersuchung, die für jede beliebige Strahlungsverteilung gültige Gleichung

$$P = \frac{3}{2c}\left[\varrho - \frac{1}{3}\nu \frac{d\varrho}{d\nu}\right] d\nu f,$$

falls man mit ϱ wieder die Strahlungsdichte bei der Frequenz ν, mit f die Fläche des Spiegels bezeichnet. Durch Einsetzen der für $\overline{v^2}$ und P ermittelten Werte erhält man

$$\frac{\overline{\Delta^2}}{\tau} = \frac{RT}{N} \cdot \frac{3}{c}\left[\varrho - \frac{1}{3}\nu \frac{d\varrho}{d\nu}\right] d\nu f.$$

Indem wir unter Benutzung der Planckschen Strahlungsformel diesen Ausdruck umformen, erhalten wir

$$\frac{\overline{\Delta^2}}{\tau} = \frac{1}{c}\left[h\varrho\nu + \frac{c^3}{8\pi}\frac{\varrho^2}{\nu^2}\right] d\nu f.$$

Die nahe Verwandtschaft dieser Beziehung mit der im vorigen Abschnitt für die Energieschwankung $(\overline{\varepsilon^2})$ abgeleiteten ist unmittelbar zu sehen[1]), und man kann an sie genau entsprechende Betrachtungen anknüpfen wie an jene. Wieder müßte sich nach der jetzigen Theorie der Ausdruck auf das zweite Glied reduzieren (Schwankung durch Interferenz). Wäre das erste Glied allein vorhanden, so ließen sich die Schwankungen des Strahlungsdruckes vollständig erklären durch die Annahme, daß die Strahlung aus voneinander unabhängig beweglichen, wenig ausgedehnten Komplexen von der Energie $h\nu$ bestehe. Auch hier besagt die Formel, daß nach der Planckschen Formel die Wirkungen der beiden genannten Schwankungsursachen sich verhalten wie Schwankungen (Fehler), welche voneinander unabhängigen Ursachen entspringen (additive Verknüpfung der Terme, aus denen sich das Schwankungsquadrat zusammensetzt).

8. Aus den letzten beiden Betrachtungen geht nach meiner Meinung unwiderlegbar hervor, daß die Konstitution der Strahlung eine andere sein muß, als wir gegenwärtig meinen. Unsere gegenwärtige Theorie liefert zwar, wie die treffliche Übereinstimmung von Theorie und Experiment in der Optik beweist, die

1) Man kann jene in der Form schreiben (wobei $\frac{R}{Nk} = 1$ gesetzt ist:

$$\overline{\varepsilon^2} = \left\{h\varrho\nu + \frac{c^3\varrho^2}{8\pi\nu^2}\right\} v\,d\nu.$$

allein direkt wahrnehmbaren zeitlichen Mittelwerte in richtiger Weise, führt aber mit Notwendigkeit zu mit der Erfahrung unvereinbaren Gesetzen über die thermischen Eigenschaften der Strahlung, sobald man nur an der Entropie-Wahrscheinlichkeit-Beziehung festhält. Die Abweichung der Erscheinungen von der Theorie tritt desto stärker hervor, je größer ν und je kleiner ϱ ist. Es sind bei kleinem ϱ die zeitlichen Schwankungen der Strahlungsenergie eines bestimmten Raumes bzw. der Druckkraft der Strahlung auf eine bestimmte Fläche viel größer als unsere jetzige Theorie erwarten läßt.

Wir haben gesehen, daß das Plancksche Strahlungsgesetz sich begreifen läßt unter Heranziehung der Annahme, daß Oszillationsenergie von der Frequenz ν nur auftreten kann in Quanten von der Größe $h\nu$. Es genügt nach dem Vorigen nicht die Annahme, daß Strahlung nur in Quanten von dieser Größe emittiert und absorbiert werden könne, daß es sich also lediglich um eine Eigenschaft der emittierenden bzw. absorbierenden Materie handle; die Betrachtungen 6 und 7 zeigen, daß auch die Schwankungen in der räumlichen Verteilung der Strahlung und diejenigen des Strahlungsdruckes derart erfolgen, wie wenn die Strahlung aus Quanten von der angegebenen Größe bestünden. Es kann nun zwar nicht behauptet werden, daß die Quantentheorie aus dem Planckschen Strahlungsgesetze als Konsequenz folge, und daß andere Interpretationen ausgeschlossen seien. Man kann aber wohl behaupten, daß die Quantentheorie die einfachste Interpretation der Planckschen Formel liefert.

Es ist hervorzuheben, daß die angegebenen Überlegungen im wesentlichen keineswegs ihren Wert verlieren würden, falls sich die Plancksche Formel noch als ungültig erweisen sollte; gerade der von der Erfahrung genügend bestätigte Teil der Planckschen Formel (das für große $\frac{\nu}{T}$ in der Grenze gültige Wiensche Strahlungsgesetz) ist es, welcher zur Lichtquantentheorie führt.

9. Die experimentelle Erforschung der Konsequenzen der Lichtquantentheorie ist nach meiner Meinung eine der wichtigsten Aufgaben, welche die Experimentalphysik der Gegenwart zu lösen hat. Die bis jetzt gezogenen Konsequenzen kann man in drei Gruppen ordnen.

a) Es ergeben sich Anhaltspunkte für die Energie derjenigen Elementarvorgänge, welche mit Absorption bzw. Emission von Strahlung bestimmter Frequenz verknüpft sind (Stokessche Regel; Geschwindigkeit der durch Licht oder Röntgenstrahlen erzeugten Kathodenstrahlen; Kathodolumineszenz usw.). Hierher gehört auch die interessante Anwendung, die Herr Stark von der Lichtquantentheorie gemacht hat, um die eigentümliche Energieverteilung im Spektrum einer von Kanalstrahlen emittierten Spektrallinie zu erklären [1]).

Die Schlußweise ist hier immer folgende: Erzeugt ein Elementarvorgang einen andern, so ist die Energie des letzteren nicht größer als die des ersteren. Die Energie eines der beiden Elementarvorgänge ist aber bekannt (von der Größe $h\nu$), wenn letzterer in der Absorption oder Emission von Strahlung bestimmter Frequenz besteht.

Besonders interessant wäre das Studium der Ausnahmen vom Stokesschen Gesetz. Zur Erklärung dieser Ausnahmen muß angenommen werden, daß ein Lichtquant erst dann emittiert wird, wenn das betreffende Emissionszentrum zwei Lichtquanten absorbiert hat. Die Häufigkeit eines derartigen Ereignisses, also auch die Intensität des emittierten Lichtes von kleinerer Wellenlänge als das erzeugende, wird in diesem Falle bei schwacher Bestrahlung (nach dem Massenwirkungsgesetz) dem Quadrat der erregenden Lichtstärke proportional sein müssen, während bei Gültigkeit der Stokesschen Regel bei schwacher Bestrahlung Proportionalität mit der ersten Potenz der erregenden Lichtintensität zu erwarten ist.

b) Wird bei Absorption [2]) jedes Lichtquants ein Elementarvorgang gewisser Art bewirkt, so ist $\frac{E}{h\nu}$ die Anzahl dieser Elementarvorgänge, falls die Energiemenge E von Strahlung der Frequenz ν absorbiert wird.

Wird also z. B. die Menge E einer Strahlung von der Frequenz ν unter Ionisierung eines Gases von diesem absorbiert, so ist zu erwarten, daß $\frac{E}{Nh\nu}$ Grammoleküle des Gases dabei ionisiert werden. Diese Beziehung setzt nur scheinbar die Kenntnis von N voraus; schreibt man nämlich die Plancksche Strahlungsformel in der Form

$$\varrho = \alpha\nu^3 \frac{1}{e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1},$$

so ist $\frac{E}{R\beta\nu}$ die Anzahl der ionisierten Grammmoleküle.

Diese Beziehung, welche ich bereits in meiner ersten Arbeit [3]) über diesen Gegenstand angab, ist leider bisher unbeachtet geblieben.

c) Das unter 5 Mitgeteilte führt zu einer

1) J. Stark, diese Zeitschr. 9, 767, 1908.

2) Die analoge Betrachtung gilt natürlich auch umgekehrt für die Lichterzeugung durch Elementarvorgänge (z. B. durch Ionenstöße).

3) Ann. d. Phys. (4) 17, 132–148, 1905, § 9.

Modifikation der kinetischen Theorie der spezifischen Wärme [1]) und zu gewissen Beziehungen zwischen optischem und thermischem Verhalten der Körper.

10. Es erscheint schwierig, ein theoretisches System aufzustellen, welches die Lichtquanten in vollständiger Weise deutet, wie unsere heutige Molekularmechanik in Verbindung mit der Maxwell-Lorentzschen Theorie die von Herrn Jeans vertretene Strahlungsformel zu deuten vermag. Daß es sich nur um eine Modifikation unserer heutigen Theorien, nicht um ein vollständiges Verlassen derselben handeln wird, scheint schon daraus hervorzugehen, daß das Jeanssche Gesetz in der Grenze (für kleine $\frac{\nu}{T}$) gültig zu sein scheint. Einen Hinweis darauf, wie jene Modifikation durchzuführen sein dürfte, liefert eine von Herrn Jeans vor einigen Jahren durchgeführte, nach meiner Meinung höchst wichtige Dimensionalbetrachtung, die ich im folgenden — in einigen Punkten modifiziert — kurz wiedergebe.

Wir denken uns, daß in einem abgeschlossenen Raume ein ideales Gas, Strahlung sowie Ionen vorhanden seien, welch letztere vermöge ihrer Ladung einen Energieaustausch zwischen Gas und Strahlung zu vermitteln vermögen. Es ist zu erwarten, daß in einer an die Betrachtung dieses Systems geknüpften Strahlungstheorie folgende Größen eine Rolle spielen, also in dem zu ermittelnden Ausdruck für die Strahlungsdichte ϱ auftreten werden:

a) die mittlere Energie η eines molekularen Gebildes (bis auf einen unbenannten Zahlenfaktor gleich $\frac{RT}{N}$),
b) die Lichtgeschwindigkeit c,
c) das Elementarquantum ε der Elektrizität,
d) die Frequenz ν.

Aus der Dimension von ϱ kann man nun unter ausschließlicher Berücksichtigung der Dimensionen der vier ebengenannten Größen in einfacher Weise ermitteln, welche Gestalt der Ausdruck für ϱ haben muß. Man erhält, indem man für η den Wert $\frac{RT}{N}$ setzt:

$$\varrho = \frac{\varepsilon^2}{c^4} \nu^3 \psi(\alpha),$$

wobei

$$\alpha = \frac{R\varepsilon^2}{Nc} \frac{\nu}{T},$$

wobei ψ eine unbestimmt bleibende Funktion bezeichnet. Diese Gleichung enthält das Wiensche Verschiebungsgesetz, dessen Gültigkeit kaum mehr bezweifelt werden kann. Man hat dies als eine Bestätigung dafür aufzufassen, daß außer den oben eingeführten vier Größen in dem Strahlungsgesetz keine weiteren Größen eine Rolle spielen, die eine Dimension haben.

Daraus schließen wir, daß die in der Gleichung für ϱ auftretenden Koeffizienten $\frac{\varepsilon^2}{c^4}$ und $\frac{R\varepsilon^2}{Nc}$ bis auf bei theoretischen Entwicklungen auftretende dimensionslose Zahlenfaktoren, welche sich natürlich aus einer Dimensionalbetrachtung nicht ergeben können, numerisch gleich sein sollen den in der Planckschen (oder Wienschen) Strahlungsformel auftretenden Koeffizienten. Da jene sich nicht ergebenden dimensionslosen Zahlenfaktoren die Größenordnung kaum wesentlich ändern dürften, so kann man der Größenordnung nach setzen [1]):

$$\frac{h}{c^3} = \frac{\varepsilon^2}{c^4} \quad \text{und} \quad \frac{h}{k} = \frac{R}{N} \frac{\varepsilon^2}{c},$$

also

$$h = \frac{\varepsilon^2}{c} \quad \text{und} \quad k = \frac{N}{R}.$$

Die zweite dieser Gleichungen ist die, mittels welcher Herr Planck die Elementarquanta der Materie oder Elektrizität bestimmt hat. Zum Ausdruck für h ist zu bemerken, daß

$$h = 6 \cdot 10^{-27}$$

und

$$\frac{\varepsilon^2}{c} = 7 \cdot 10^{-30}.$$

Es fehlt ja hier um 3 Dezimalen. Aber dies dürfte wohl darauf zurückzuführen sein, daß die dimensionslosen Faktoren unbekannt sind.

Das Wichtigste dieser Ableitung liegt darin, daß durch sie die Lichtquantenkonstante h auf das Elementarquantum ε der Elektrizität zurückgeführt wird. Es ist nun daran zu erinnern, daß das Elementarquantum ε ein Fremdling ist in der Maxwell-Lorentzschen Elektrodynamik [2]). Man muß fremde Kräfte heranziehen, um in der Theorie das Elektron zu konstruieren; man pflegt ein starres Gerüst einzuführen, das verhindern soll, daß die elektrischen Massen des Elektrons unter dem Einfluß ihrer elektrischen Wechselwirkung auseinanderfahren. Es scheint mir nun aus der Beziehung $h = \frac{\varepsilon^2}{c}$ hervorzugehen, daß die gleiche Modifikation der Theorie, welche das Elementarquantum ε als Konsequenz enthält, auch die Quantenstruktur der Strahlung als Konsequenz

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) **22**, 1907, S. 180—190 und S. 800.

1) Die Plancksche Formel lautet:

$$\varrho = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

2) Vgl. Levi-Civita, Comptes Rendus 1907: „Sur le mouvement etc.“.

enthalten wird. Es wird die Fundamentalgleichung der Optik

$$D(\varphi) = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial^2 t} - \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}\right) = 0$$

zu ersetzen sein durch eine Gleichung, in der auch die universelle Konstante ε (wahrscheinlich das Quadrat derselben) in einem Koeffizienten auftritt. Die gesuchte Gleichung (bzw. das gesuchte Gleichungssystem) muß in den Dimensionen homogen sein. Es muß bei Anwendung der Lorentz-Transformation in sich selbst übergehen. Sie kann nicht linear und homogen sein. Sie muß — wenigstens falls das Jeanssche Gesetz wirklich in der Grenze für kleine $\frac{\nu}{T}$ gültig ist — für große Amplituden in der Grenze auf die Form $D(\varphi) = 0$ führen.

Es ist mir noch nicht gelungen, ein diesen Bedingungen entsprechendes Gleichungssystem zu finden, von dem ich hätte einsehen können, daß es zur Konstruktion des elektrischen Elementarquantums und der Lichtquanten geeignet sei. Die Mannigfaltigkeit der Möglichkeiten scheint aber nicht so groß zu sein, daß man vor der Aufgabe zurückschrecken müßte.

Nachtrag.

Aus dem unter 4. in der vorstehenden Abhandlung Gesagten könnte der Leser leicht einen unzutreffenden Eindruck gewinnen über den Standpunkt, welchen Herr Planck seiner eigenen Theorie der Temperaturstrahlung gegenüber einnimmt. Deshalb halte ich es für angezeigt, das Folgende zu bemerken.

Herr Planck hat in seinem Buche an mehreren Stellen hervorgehoben, daß seine Theorie noch nicht als etwas Fertiges, Abgeschlossenes aufzufassen sei. Er sagt z. B. am Schluß der Vorrede wörtlich: „Es liegt mir aber daran, auch an dieser Stelle noch besonders hervorzuheben, was sich im letzten Paragraphen des Buches näher ausgeführt findet, daß die hier entwickelte Theorie keineswegs den Anspruch erhebt, als vollkommen abgeschlossen zu gelten, wenn sie auch, wie ich glaube, einen gangbaren Weg eröffnet, um die Vorgänge der Energiestrahlung von dem nämlichen Gesichtspunkt aus zu überblicken wie die der Molekularbewegung."

Die betreffenden Auseinandersetzungen in meiner Abhandlung sind nicht als ein Einwand (im eigentlichen Sinne des Wortes) gegen die Plancksche Theorie aufzufassen, sondern lediglich als ein Versuch, das Entropie-Wahrscheinlichkeitsprinzip etwa schärfer zu fassen und anzuwenden, als man es bisher getan hat. Eine schärfere Fassung dieses Prinzips war notwendig, weil ohne eine solche die folgenden Entwicklungen in der Abhandlung, in welchen auf die molekulare Struktur der Strahlung geschlossen wird, nicht genügend begründet gewesen wären. Damit meine Fassung des Prinzips nicht als etwas ad hoc Gewähltes, Willkürliches erscheine, mußte ich zeigen, warum mich die bisherige Formulierung des Prinzips noch nicht vollkommen befriedigte.

Bern, Januar 1909.

(Eingegangen 23. Januar 1909.)

Über das Plancksche Strahlungsgesetz.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von J. Weiß.

§ 1. Das Plancksche Strahlungsgesetz bezieht sich auf einen von absolut spiegelnden Wänden eingeschlossenen, strahlungserfüllten Hohlraum; er soll die Form eines Würfels haben, dessen Kanten parallel den Koordinatenachsen seien und die Länge l besitzen. Dann ist die Grenzbedingung für eine ebene elektrische Welle, die ihn durchsetzt, die, daß die Tangentialkomponente der elektrischen Feldstärke an den Wänden gleich Null ist. Betrachten wir z. B. die zu einer Kante senkrechten Flächen, so wird die Bedingung überall auf ihnen erfüllt sein, wenn sie in den Ecken gilt, welche die Kante begrenzen. α, β, γ seien die Richtungskosinusse der Wellennormalen. Das Stück der Kante, das zwischen entsprechenden Punkten der Welle liegt, hat die Länge $\frac{\alpha}{\lambda}$; dabei haben wir angenommen, daß die betrachtete Kante in der X-Achse liege. Es müssen $\mathfrak{a}$ solche Stücke auf $2l$ liegen, wo $\mathfrak{a}$ eine ganze positive Zahl ist, wenn in den Ecken, die l begrenzen, Knoten der Welle sein sollen.

§ 2. Wir wollen die Anzahl der in dem Würfelraum l^3 enthaltenen Parameter berechnen, auf welche sich die elektromagnetische Energie des Volumens verteilt.

Eine elektromagnetische Schwingung in einem Punkte kann als Superposition von ebenen Wellen aller möglichen Richtungen betrachtet werden. Die Polarisation derselben kommt bei der Berechnung der Energie nicht in Betracht. In einem bestimmten Moment ist an einem bestimmten Punkte die Energie durch die jeweilige elektrische und magnetische Elongation gegeben. Die Energie einer einzigen Welle wird also durch 2 Parameter dargestellt, und es kommt uns darauf an, die Zahl aller Wellen im Volumen l^3 zu finden, welche die Frequenz ν bis $\nu + d\nu$ besitzen. Doppelt so groß ist die Zahl der Parameter, auf welche Energie entfällt.

Die Richtung einer ebenen Welle der Frequenz ν sei gegeben durch die Richtungskosinusse α, β, γ der Wellennormalen gegen die Koordinatenachsen. Die Entfernung zweier entsprechender Punkte der Welle auf den Achsen ist $\frac{\lambda}{\alpha}, \frac{\lambda}{\beta}, \frac{\lambda}{\gamma}$, und es sollen auf die Länge $2l$ je $\mathfrak{a}, \mathfrak{b}, \mathfrak{c}$ solche Strecken kommen. Dann ist

$$2l = \frac{\mathfrak{a}\cdot\lambda}{\alpha} = \frac{\mathfrak{b}\cdot\lambda}{\beta} = \frac{\mathfrak{c}\cdot\lambda}{\gamma}.$$

Hieraus ergibt sich

$$4l^2(\alpha^2+\beta^2+\gamma^2) = (\mathfrak{a}^2+\mathfrak{b}^2+\mathfrak{c}^2)\lambda^2$$

und wegen

$$\alpha^2+\beta^2+\gamma^2 = 1$$

folgt

$$1 = \frac{\lambda^2}{4l^2}(\mathfrak{a}^2+\mathfrak{b}^2+\mathfrak{c}^2). \tag{1}$$

§ 3. Jedes Wertetripel $\mathfrak{a}, \mathfrak{b}, \mathfrak{c}$, das der Gleichung (2) genügt, liefert eine Welle der gesuchten Menge. Auf bekannte Weise (Planck, Theorie der Wärmestrahlung, S. 176) findet man als Anzahl der Wellen, die eine Frequenz zwischen ν und $\nu + d\nu$ besitzen,

$$\frac{1}{8}\cdot 4\pi\left(\frac{2l}{\lambda}\right)^2\cdot\frac{2l\,d\nu}{c}$$

und die Anzahl der unabhängigen Zustandsvariabeln gleich dem Doppelten,

$$\frac{8\pi l^3\nu^2 d\nu}{c^3};$$

im Volumen 1 sind also

$$\frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3}$$

Unabhängige mit einer Gesamtenergie

$$\mathfrak{u}_\nu d\nu = \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3} H \tag{2}$$

(vgl. Planck, Formel 194),

wenn H die mittlere Energie einer Zustandsvariabeln ist.

§ 4. Wir haben nun noch die Abhängigkeit der mittleren Energie H eines Parameters im stationären Zustand von der Temperatur festzustellen. Hierzu ist es nötig, zu wissen, wie sich die gesamte elektromagnetische Energie der Volumeinheit auf die einzelnen Parameter verteilt. Zur Abkürzung möge die Anzahl der unabhängigen Parameter der Frequenz ν mit N bezeichnet werden. Indem wir die vorhandene Gesamtenergie $= N\cdot H$ setzen, haben wir einen bekannten Satz der statistischen Mechanik benützt (Planck, S. 172; in Formel (224) macht Planck implicite von demselben Satz Gebrauch). Der Satz von der gleichmäßigen Energieverteilung wird als gültig angenommen, wie er es in der kinetischen Gastheorie ist.

Da die schwarze Strahlung eine Temperatur besitzt, muß ihr eine Entropie zukommen, denn

$$\frac{\partial\mathfrak{S}_\nu}{\partial\mathfrak{u}_\nu} = \frac{1}{T} \tag{3}$$

definiert bei konstantem Volumen die Temperatur der monochromatischen Strahlung. Die Entropie ist weiter definiert durch

$$\mathfrak{S}_\nu = k\log W, \tag{4}$$

wenn W die Wahrscheinlichkeit des betreffenden Zustandes bedeutet. Wir müssen zunächst die Wahrscheinlichkeit dafür berechnen, daß jeder Parameter die mittlere Energie H besitzt.

Hierzu zerlegen wir die gesamte zu verteilende Energie $N\cdot H$ in P gleiche Teile ε, so daß

$$N\cdot H = P\cdot\varepsilon \tag{5}$$

ist.

Während bei den Gasmolekülen die Verteilungsmöglichkeiten durch ein Verteilungsgesetz — das Maxwellsche — begrenzt werden, existiert in unserem Falle eine solche Bedingung, die durch die Verteilung nicht verletzt werden darf, nicht. Im Falle der Gasmoleküle geht nämlich bei einem Stoß Energie von einem Molekül auf ein anderes über, und zwar in einer Weise, die zu einem Verteilungsgesetz führt; die einzelnen elektromagnetischen Wellen hingegen sind völlig unabhängig voneinander, und auch die beiden Energieparameter einer einzigen Welle unterliegen keinem Gesetz, das vorschreibt, wie eine gegebene Energie unter sie zu verteilen wäre. Den Molekülen entsprechen die Wellen, den drei im Raum senkrechten Richtungen zwei in der Wellenebene zueinander senkrecht liegende, auf welche sich die Energie verteilt. Die Parameter der Gasmoleküle sind nicht in dem Maße frei wie die elektromagnetischen Parameter, und darum führt die Jeanssche Betrachtung, welche die Formeln der Gastheorie einfach auf die elektromagnetischen Parameter überträgt, zu einem falschen Resultat. Nun ist es verständlich, warum Planck annehmen darf, daß seine einander genau gleichen Resonatoren, die doch absorbieren, einander nicht beeinflussen.

§ 5. Wie bei Planck ist (S. 153)

$$\mathfrak{s}_\nu = k\left\{\left(1+\frac{H}{\varepsilon}\right)\log\left(1+\frac{H}{\varepsilon}\right) - \frac{H}{\varepsilon}\log\frac{H}{\varepsilon}\right\}. \tag{6}$$

Nach (3) folgt

$$H = \frac{\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1}. \tag{7}$$

Setzt man dies in (2) ein, so erhält man

$$\mathfrak{u}_\nu = \frac{8\pi\varepsilon\nu^2}{c^3}\frac{1}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1} \tag{8}$$

und durch Vergleich mit dem Wienschen Verschiebungsgesetz (Planck, S. 82)

$$\mathfrak{u}_\nu = \frac{\nu^3}{c^3} F\left(\frac{T}{\nu}\right) \qquad (9)$$

$$\varepsilon = h \cdot \nu \qquad (10)$$

sowie die Plancksche Formel für $\mathfrak{u}_\nu$.

§ 6. Zunächst soll darauf aufmerksam gemacht werden, daß, wenn h gegen 0 konvergieren würde, dann zugleich W unendlich wird, und dann wegen (4) auch die Entropie. Dasselbe tritt natürlich auch ein, wenn ν bei endlichem h gegen 0 abnimmt; für $\mathfrak{s}_\nu$ hat man dann

$$\mathfrak{s}_\nu = k \log \frac{H}{h\nu} = k \log \frac{H}{\nu}. \qquad (11)$$

In der Formel (9) darf die Funktion F die Lichtgeschwindigkeit nicht mehr enthalten. Davon ist noch kein Gebrauch gemacht worden. Würde ε von der Lichtgeschwindigkeit abhängen, so müßte auch k es tun. k ist aber eine universelle Konstante, welche mit ε zusammen in der Kombination $\frac{\varepsilon}{k}$ auftreten müßte. Wir werden also schließen, daß ε nicht von der Lichtgeschwindigkeit abhängen darf. Eine solche Energieeinheit ist die Energie des ruhenden Elektrons; die Energien der bewegten Elektronen sind Funktion der Lichtgeschwindigkeit. Dividiert man h durch die Zeiteinheit, so müßte man demnach die Energie des ruhenden Elektrons erhalten.

In der Tat ist

$$\int \frac{dv}{8\pi} \mathfrak{E}^2 = \frac{6e^2}{5 \cdot 2a} = \frac{2}{3} 10^{-27}.$$

Dabei ist Kugelform des Elektrons mit gleichmäßiger Volumladung angenommen (Abraham Föppl, Theorie der Elektrizität II, Formel 113e und S. 180); a bedeutet den Radius, e die Ladung des Elektrons in elektromagnetischem Maß.

Planck gibt für h den Wert

$$h = 6{,}548 \cdot 10^{-27}$$

an. Nach dieser Auffassung kann die Energie in jedem Quantum auftreten, nur müßte sie in dem Ausdruck für $\mathfrak{u}_\nu$ in Elementarquanten der Energie gemessen werden.

Immerhin mag auf die Ähnlichkeit der Werte $\frac{\text{Wirkungselement}}{\text{Zeiteinheit}}$ = und = Energie des ruhenden Elektrons aufmerksam gemacht werden. Mindestens ist dies ein auffallendes Zusammentreffen.

Nach den Erörterungen in § 4 erscheint es unzulässig, auf die Elektronenbewegung die Gesetze der Bewegung der Moleküle zu übertragen; man könnte ja auch unter H die Energie einer Geschwindigkeitskomponente eines freien Elektrons verstehen. Man darf auf die Elektronenbewegung demnach das Maxwellsche Verteilungsgesetz nicht anwenden. Vielleicht ist dies der Grund, warum die Elektronentheorie der Elektrizitätsleitung in manchen Fällen versagt.

Inhalt der Arbeit: 1. Zählungen der unabhängigen Variabeln, 2. Ableitung des Planckschen Strahlungsgesetzes, 3. Über die Konstante h.

Freiburg i. Br., 12. Februar 1909.

(Eingegangen 13. Februar 1909.)

Zur kinetischen Gastheorie.

Eine kritische Untersuchung.

Von Max Planck.

Unter vorstehendem Titel sucht Herr F. Cohen in dieser Zeitschrift[1]) den Nachweis zu führen, daß das bekannte Boltzmannsche H-Theorem der Begründung entbehre. Er beweist aber in Wirklichkeit nur, wie gefährlich es ist, mit mathematischen Symbolen zu operieren, ohne ihre Bedeutung zu beachten. Um dies zu zeigen, betrachten wir die einfache Differentialgleichung:

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\varphi^2,$$

wobei für $t = 0$ φ irgendeinen positiven Wert besitzen möge. Dann nimmt, wie eine einfache Überlegung zeigt, die Größe φ mit unbegrenzt wachsendem t stetig ab und nähert sich asymptotisch dem Werte Null. Nach Herrn F. Cohen müßte man aber ganz anders schließen, nämlich etwa folgendermaßen: „Betrachten wir, von dem Werte $\varphi = 0$ ausgehend, eine kleine Änderung dieses Wertes, so daß etwa $\varphi = \delta$, so wird die Variation von $\frac{d\varphi}{dt}$:

$$\frac{\delta\, d\varphi}{dt} = -\delta^2,$$

eine wiederum essentiell negative Größe. Wenn daher für $\varphi = 0$ $\frac{d\varphi}{dt}$ verschwindet, so entspricht dies nicht einem Minimum der Größe φ; denn eine Änderung von φ im abnehmenden Sinne ($\delta < 0$) macht $\frac{d\varphi}{dt}$ weiterhin negativ, und die Größe φ schreitet einem anderen Minimum entgegen." Das Unzulässige dieser Schlußweise liegt offenbar darin, daß die abhängige Variable φ nicht unbeschränkt variiert werden kann. Und gerade ebenso ist es unzulässig, mit Herrn F. Cohen eine Störung der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung anzunehmen, durch welche die von der Geschwindigkeitsverteilung abhängige Größe H abnimmt oder konstant bleibt. Denn daß H bei ge-

1) Diese Zeitschr. 10, 138, 1909.

gebener Gesamtenergie der Moleküle gerade für die Maxwellsche Verteilung, und nur für diese, ein absolutes Minimum besitzt, läßt sich sehr leicht direkt aus der Definitionsgleichung: $H = \int f \cdot \log f \cdot d\omega$ ableiten.

Die übrigen Einwände des Herrn F. Cohen gegen das H-Theorem beruhen im Grunde auf der stillschweigend gemachten Annahme, daß die Größe der Boltzmannschen „Geschwindigkeitszellen" $d\omega$ mit der Zeit veränderlich ist, insbesondere beliebig klein gemacht werden kann. Diese Annahme ist aber unzulässig. Vielmehr ist, wie bekannt, für das H-Theorem neben anderen Bedingungen auch die wesentlich, daß die Geschwindigkeitszellen ihre Größe nicht verändern und daß außerdem die Zahl der in jeder einzelnen Zelle enthaltenen Moleküle proportional der Größe der Zelle gesetzt werden kann, was nur dann zutrifft, wenn diese Zahl entweder sehr groß ist oder merklich verschwindet.

Sollte Herr F. Cohen, wie man aus den einleitenden Worten seines Aufsatzes schließen könnte, zu seiner „kritischen Untersuchung" noch eine Fortsetzung liefern, so wird man aus dem Vorstehenden einen Anhaltspunkt für das Maß der einer solchen Kritik gegenüber gebotenen Vorsicht gewinnen können.

Berlin, 22. Februar 1909.

(Eingegangen 23. Februar 1909.)

Zur statistischen Physik.

Von F. Cohen.

In meinem Aufsatze „Zur kinetischen Gastheorie" (diese Zeitschr. **10**, 138, 1909) habe ich dargetan, weshalb die statistischen Betrachtungen welche zum Maxwellschen Verteilungsgesetze führen sollen, nicht zulässig sind. In den folgenden Zeilen beabsichtige ich nun, einen allgemeinen Satz abzuleiten, welcher bei jeder statistisch-physikalischen Theorie beachtet werden muß, wenn man nicht in den Irrtum verfallen will, metastabile, also zufällige, vergängliche, Zustände für praktisch wertvolle, dauerhafte anzusehen.

Wir betrachten eine Mannigfaltigkeit von Systemen irgendwelcher Art, welche miteinander in umkehrbarer Wechselwirkung stehen mögen. Wir denken uns diese Systeme in Gruppen geordnet, aus Einheiten zusammengesetzt, welche hinsichtlich der Werte bestimmter, charakteristischer Größen, nach vorher definiertem Genauigkeitsintervall, identisch sind. Alsdann kann man von einer Permutabilität der Mannigfaltigkeit betreffs genannter Größen sprechen. Dieselbe wird zahlenmäßig dargestellt durch die Formel:

$$P = \frac{w!}{w_a!\,w_b!\ldots w_p!\,w_q!\ldots}, \qquad (1)$$

oder durch ein Produkt dergleichen Brüche, in welcher w die Gesamtzahl der Systeme, w_a, w_b ... w_p, w_q usw. die Anzahl der in den entsprechenden Gruppen vereinigten Systeme bezeichnen. Denken wir uns nun eine Wechselwirkung zwischen Systemen der Gruppen l, m, n usw. (g an der Zahl), welche zum Resultat hat, daß diese Systeme übertreten in die Gruppen p, q, r usw. (ebenfalls g an der Zahl), wobei wir ausdrücklich die Möglichkeit einer Wechselwirkung zwischen Systemen derselben Gruppe ausschließen, so wird der Nenner der Formel (1) von:

$$\begin{array}{ll} w_a!\,w_b!\ldots & w_l!\,w_m!\,w_n!\ldots \\ w_a!\,w_b! & (w_l-1)!\,(w_m-1)!\,(w_n-1)! \\ & w_p!\,w_q!\,w_r!\ldots \\ & (w_p+1)!\,(w_q+1)!\,(w_r+1)!\ldots \end{array}$$

Der Quotient dieser beiden Werte liefert einfach:

$$\frac{w_l \cdot w_m \cdot w_n \ldots}{(w_p+1)(w_q+1)(w_r+1)\ldots} \qquad \text{(a)}$$

Wäre die Wirkung umgekehrt derart gewesen, daß aus den Gruppen p, q, r ... Systeme in die Gruppen l, m, n ... übergetreten wären, so wäre der Quotient

$$\frac{w_p \cdot w_q \cdot w_r \ldots}{(w_l+1)\cdot(w_m+1)\,(w_n+1)\ldots} \qquad \text{(b)}$$

Wollen wir nun die maximale Permutabilität der Mannigfaltigkeit ermitteln, welche infolge der Wechselwirkung erreicht werden kann, so muß der Nenner von (1) so klein wie möglich sein. Dies trifft jedenfalls zu, wenn sämtliche Gruppen nur ein einziges System enthalten, also alle w gleich eins sind, was dem wahrhaft ungeordneten Zustande entspricht. Es gibt jedoch noch andere Grenzwerte sekundärer und tertiärer Art. Wir erhalten dieselben, wenn wir die Größen (a) und (b) näher betrachten. Ein Grenzwert des Bruches (1) wird ja erreicht, wenn für alle möglichen Wechselwirkungen (a) und (b) gleich eins oder kleiner als eins sind. Dies trifft zu, wenn:

1. alle w gleich eins resp. null sind, also beim wahrhaft ungeordneten Zustand;
2. alle w unter sich gleich sind (gleichmäßige Verteilung);
3. für alle denkbaren Wechselwirkungen $w_l \cdot w_m \cdot w_n \ldots = w_p \cdot w_q \cdot w_r \ldots$

Sind nun f, g, h usw. Funktionen der obengenannten, der Permutabilität zugrunde liegenden, charakteristischen Größen, welche die Eigenschaft besitzen, daß ihre Summe für in Wechselwirkung stehende Systeme konstant ist, also $f_l + f_m + f_n + \ldots = f_p + f_q + f_r + \ldots$ usw., so ergibt der obige dritte Fall als mögliche Zustandsverteilung:

$$w = A e^{af + bg + ch + \text{usw.}},$$

also eine Verallgemeinerung des Maxwellschen Gesetzes. — Nun ist hierbei jedoch zu beachten, daß wir bei der Ermittelung der Quotienten (a) und (b) vorausgesetzt haben, daß alle aus der Wechselwirkung hervorgehenden Systeme in bereits anwesende Gruppen untergebracht werden konnten. Bestehen die Gruppen p, q, r noch nicht, sondern danken sie ihre Existenz der Wechselwirkung der l, m, n, so wird (a) gleich $w_l \cdot w_m \cdot w_n \ldots$, also jedenfalls größer als eins und war die Permutabilität bisher also nur quasi-maximal. Die Fälle 2. und 3. können also nur dann als Grenzfall gelten, wenn alle Gruppen, welche aus den möglichen Wechselwirkungen entstehen können, bereits vorhanden sind, mit anderen Worten: wenn die Wechselwirkungen in sich geschlossene Cykeln bilden: eine Störung dieser Cykeln beraubt den Zustand seiner Eigenschaft eines Grenzfalles und öffnet den Weg zum gleichmäßig verteilten, resp. wahrhaft ungeordneten Zustand. Die Größe der Permutabilität ist bei den oben genannten drei Fällen am geringsten für den tertiären, quasi Maxwellschen Zustand, ja ist bei einigermaßen größerer Anzahl der w gegen $w!$ verschwindend klein, ebenso wie gegen die einer Einteilung bei gleicher Gruppenzahl der zweiten Art. Da die Größen (a) und (b) in den Fällen 2. und 3. < 1 sind, ersehen wir, daß der Zustand nicht stationär ist, sondern einen äußersten Fall repräsentiert, der nicht überschritten wird. Nur der erste Fall bietet das Bild eines in gewisser Hinsicht stationären Vorganges: (a) und (b) können gleich eins sein.

Den Grenzfall als Zustand permanenter Art zu betrachten, ist natürlich unter keiner Bedingung erlaubt, so wenig, wie man den höchsten Stand eines aufgeworfenen Geschosses oder den äußersten Ausschlag einer schwingenden Saite als permanent ansehen darf.

(Eingegangen 22. Januar 1909.)

Elektrische Zerstreuung in der atmosphärischen Luft auf dem Mittelländischen Meere.

Von G. Costanzo.

Derartige Beobachtungen, wie ich sie hier mitteilen will, haben bereits vor mir A. Boltzmann[1]) und A. S. Eve[2]) angestellt. Die beiden genannten Forscher beobachteten den Gang der elektrischen Zerstreuung in der Luft auf dem Atlantischen Ozean, und zwar Boltzmann während einer Überfahrt von Dover nach New York im Jahre 1904 und Eve gelegentlich einer Überfahrt von Montreal nach Liverpool im Jahre 1906. Abweichend von den Beobachtungen von Boltzmann und von Eve wurden meine niemals auf hoher See angestellt, sondern stets in Sicht der festländischen Küste.

Am 1. Oktober des verflossenen Jahres (1908) schiffte ich mich in Neapel auf der „Gertrud Wörmann" ein, um mich nach Lissabon zu begeben. Die „Gertrud Wörmann" ist ein Dampfer von 6500 Tonnen und gehört der Deutschen Ost-Afrika-Linie zu Hamburg.

Ich wollte nun die günstige Gelegenheit einer Fahrt über das Mittelländische Meer benutzen, um Beobachtungen über die Ionisation anzustellen, welche die über die Meeresoberfläche hinstreichende Luft aufweist. Zu diesem Zwecke benutzte ich ein zuvor geeichtes Elektroskop mit Aluminiumblättchen und Bernsteinisolierung. Die Ablesungen des Abfalls des Aluminiumblättchens erfolgten an der Mikrometerskala eines in geeigneter Weise an dem Apparat befestigten Mikroskops. Ich arbeitete stets mit negativer Ladung und mit einem Potential zwischen 348 und 360 Volt.

Die Bewegung des Schiffes, und mehr noch die von den Bewegungen der Maschinen herrührenden Erschütterungen machten oftmals die Ablesungen mehr als schwierig, ja zuweilen sogar unsicher, weil sie dem Aluminiumblättchen eine oszillatorische Bewegung aufzwangen. In solchen Fällen nahm ich als wahren Wert das Mittel zwischen den beiden Werten aus zwei aufeinander folgenden äußersten Stellungen des Aluminiumblättchens. Ich habe es für zweckmäßig erachtet, in jedem Falle zwei Messungsreihen unter verschiedenen Versuchsbedingungen auszuführen. Bei einer ersten Versuchsreihe hielt ich den Zerstreuungskörper mit einer geerdeten metallischen Kappe bedeckt; diese Kappe erhöhte einmal die elektrische Kapazität des Apparates, zweitens diente sie nicht nur als Faradayscher Schutz, sondern auch als Schutz gegen den Einfluß der verschiedenen Geschwindigkeit, mit der sich die Luft infolge des Windes und der Vorwärtsbewegung des Schiffes rings um den Zerstreuungskörper bewegte. Eine zweite Beobachtungsreihe wurde dann ohne Verwendung der Schutzkappe ausgeführt; dabei war also der Zerstreuungskörper der freien Luft ganz und gar ausgesetzt. Die Zahlen, welche ich hier für die elektrische Zerstreuung angebe, sind in allen Fällen die Mittelwerte aus jeder solchen Beobachtungsreihe. Die Ablesungen erfolgten von zwei zu zwei Minuten. Zuvor ließ ich das Elektroskop fünf Minuten lang geladen, um ihm die nötige Zeit zu lassen, daß die Ladung von dem Isolator aufgenommen werden konnte. Ich habe dann die in zwei Minuten erhaltene Zerstreuung der Bequemlichkeit halber auf Zerstreuung in 60 Minuten umgerechnet.

1) Wien. Ber. (IIa) **113**, 1455, 1904.
2) Diese Zeitschr. **8**, 286, 1907.

Beobachtung I.

Im Golf von Neapel.
1. Oktober 1908, 4^h p. m.
Heiterer Himmel.
Temperatur = 21,0°.
Barometerstand = 765,5 mm.
D_1 = Mittlere Zerstreuung in 60′ mit bedecktem Zerstreuungskörper = 24 Volt.
D_2 = Mittlere Zerstreuung in 60′ mit freiem Zerstreuungskörper = 57 Volt.

$$\frac{D_2}{D_1} = 2{,}38.$$

Beobachtung II.

Östlich von der Straße von Bonifacio.
2. Oktober 1908, 8^h a. m.
Heiterer Himmel.
Temperatur = 20,0°.
Barometerstand = 765,5 mm.
D_1 = Mittlere Zerstreuung in 60′ mit bedecktem Zerstreuungskörper = 54 Volt.
D_2 = Mittlere Zerstreuung in 60′ mit freiem Zerstreuungskörper = 93 Volt.

$$\frac{D_2}{D_1} = 1{,}72.$$

Beobachtung III.

Westlich von der Straße von Bonifacio.
2. Oktober 1908, 7^h p. m.
Heiterer Himmel.
Temperatur = 20,5°.
Barometerstand = 765,6 mm.
D_1 = Mittlere Zerstreuung in 60′ mit bedecktem Zerstreuungskörper = 36 Volt.
D_2 = Mittlere Zerstreuung in 60′ mit freiem Zerstreuungskörper = 93 Volt.

$$\frac{D_2}{D_1} = 2{,}57.$$

Beobachtung IV.

Küste von Marseille.
4. Oktober 1908, 1^h p. m.
Heiterer Himmel.
Temperatur = 24,0°.
Barometerstand = 766 mm.
D_2 = Mittlere Zerstreuung in 60′ mit bedecktem Zerstreuungskörper = 15 Volt.
D_2 = Mittlere Zerstreuung in 60′ mit freiem Zerstreuungskörper = 30 Volt.

$$\frac{D_2}{D_1} = 2{,}0.$$

Beobachtung V.

Vor den Balearen.
6. Oktober 1908, 7^h a. m.
Heiterer Himmel.
Temperatur = 25,0°.
Barometerstand = 765,3 mm.
D_1 = Mittlere Zerstreuung in 60′ mit bedecktem Zerstreuungskörper = 75 Volt.
D_2 = Mittlere Zerstreuung in 60′ mit freiem Zerstreuungskörper = 126 Volt.

$$\frac{D_2}{D_1} = 1{,}69.$$

Beobachtung VI.

Meerenge von Gibraltar.
7. Oktober 1908, 7^h a. m.
Heiterer Himmel.
Temperatur = 20,0°.
Barometerstand = 764,9 mm.
D_1 = Mittlere Zerstreuung in 60′ mit bedecktem Zerstreuungskörper = 24 Volt.
D_2 = Mittlere Zerstreuung in 60′ mit freiem Zerstreuungskörper = 99 Volt.

$$\frac{D_2}{D_1} = 4{,}12.$$

Betrachtet man die vorstehenden Zahlen, so ist der erste Punkt, der die Aufmerksamkeit auf sich lenkt, die angenäherte Konstanz des Wertes für das Verhältnis D_2/D_1. Nehmen wir nämlich die Beobachtung VI aus, so haben die Werte für D_2/D_1 einen Mittelwert von 2,07 und schwanken zwischen einem Höchstwert von 2,57 und einem Mindestwert von 1,69. Man könnte daher an das Vorhandensein einer Proportionalität zwischen den Werten denken, die man erhält, wenn man einmal mit freiem Zerstreuungskörper beobachtet, das andere Mal mit einem in eine Schutzglocke eingeschlossenen. Das ist auch ganz natürlich, wenn man, wie ich es getan habe, die Luft in der Schutzglocke vor jeder Beobachtung mit bedecktem Zerstreuungskörper erneuert. Die beobachteten Schwankungen um den Mittelwert 2,07 und die starke Abweichung bei der Beobachtung VI könnten eine einfache Erklärung durch die Versuchsbedingungen bei den Messungen D_1 finden. Diese Bedingungen konnten niemals auch nur angenähert identisch erhalten werden; weil besonders die Zirkulationsverhältnisse der Luft über der Schutzglocke niemals konstant waren, wenn ich auch stets möglichst geschützte Stellen aufsuchte. Wenn man indessen nur die Ergebnisse der Beobachtungsreihen für D_1 oder nur die der Reihen D_2 berücksichtigt, so ergibt sich, daß die elektrische Zerstreuung während der Überfahrt keinen konstanten Wert beibehielt, obwohl die Verhältnisse, was Bewölkung, Temperatur und Barometerstand betrifft, keine merklichen Änderungen aufwiesen, ja bei manchen Beobachtungen sogar übereinstimmten.

Dieser Umstand gestattet, einige Schlüsse über die Ursache der Ionisation der Luft an

der Meeresoberfläche zu ziehen. Rührt diese Ionisation von Radium her, das im Wasser selbst verbreitet ist, oder rührt sie von Emanation her, die vom Festlande herübergebracht wird?

Wenn die beobachtete Ionisation von Emanation oder von anderen späteren Produkten, oder auch von durchdringungskräftigen Strahlungen des Radiums herrühren würde, das im Meereswasser enthalten ist, so hätte sie offenbar unter den oben geschilderten meteorologischen Verhältnissen konstant bleiben oder höchstens ganz geringen Schwankungen unterworfen sein müssen. Die Tatsachen haben nun aber das Gegenteil bewiesen: in dem Maße, wie der Dampfer seinen Ort wechselte, änderte sich auch der Wert der Zerstreuung; folglich ist das verschiedene Verhalten der Zerstreuung nicht dem Meereswasser zuzuschreiben.

Die Stellung des Dampfers änderte sich nun teils in bezug auf die Natur und auf die Entfernung der Küste, längs welcher er dahinfuhr, teils in bezug auf die Meerestiefe. Nehmen wir an, daß die Unterschiede in der Meerestiefe für die in Rede stehende Erscheinung wenig merklich sind, so bleibt nur die Auffassung übrig, daß die Ionisation der Luft an der Meeresoberfläche zum großen Teile von der Emanation und den späteren Produkten des Radiums herrührt, die auf dem Festlande entstehen und dann vom Winde über die Meeresoberfläche hin mitgerissen werden. Die ungleichartige Natur des Festlandes in mineralogischer wie in orographischer Hinsicht hat zur Folge, daß die Luft auf dem Festlande sich im allgemeinen auch hinsichtlich der Ionisationserscheinungen nicht gleichmäßig zeigen wird. Dagegen würden wir das verschiedene radioaktive Verhalten des Meerwassers, je nach der Örtlichkeit, in der die Beobachtungen angestellt werden, bei einem Binnenmeer, wie es das Mittelmeer ist, nicht mit derselben Leichtigkeit erklären können.

Um diese Verschiedenheiten zu erklären, könnte man vielleicht an einen Einfluß der Felsgesteine denken, aus denen der Meeresgrund besteht. Berücksichtigt man aber außer allem übrigen die Erscheinungen der Absorption der Strahlungen, so kann man sich dieser Hypothese nicht recht zuneigen.

Lissabon, im Februar 1909.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 10. Februar 1909.)

Gerichtete drahtlose Telegraphie und Wirkung der Erde.

Von Alfredo Montel.

Herr J. Zenneck hat kürzlich[1]) eine Erklärung für die Wirkungsweise einer Senderantenne für gerichtete drahtlose Telegraphie gegeben. Herr Zenneck geht dabei von der allgemeinen Erwägung aus, daß wegen der unvollkommenen Leitfähigkeit des Erdbodens und — bei sehr großen Entfernungen — auch wegen der Krümmung der Erde die von einer gegebenen Sendestation ausgehende Energiestrahlung immer, außer bei kurzen Entfernungen über Wasser, am Beobachtungspunkte (Empfangsstation) eine gegen die Horizontale geneigte Richtung haben würde. Die Energie würde sich also entsprechend der Fig. 1 fortpflanzen.

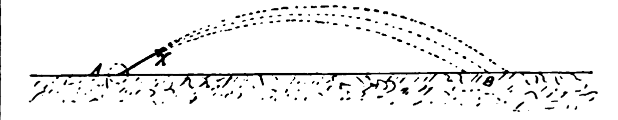


Fig. 1.

In dieser Figur stellt A die Sendestation, B die Empfangsstation dar; AX ist die Richtung des auf die Empfangsstation wirkenden Teiles der Energie in der Umgebung von A.

Wir wollen insbesondere den Fall der geknickten Marconi-Antenne (Fig. 2) betrachten und

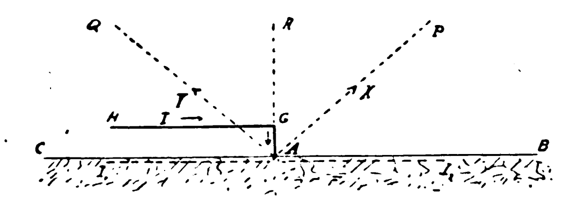


Fig. 2.

zwei Punkte P und Q wählen, die in der Richtung AX bezw. AY von A aus liegen. P und Q sollen genügend weit von A entfernt liegen, daß das elektrische Feld in ihnen bereits ungefähr die gleiche Gestalt hat wie für große Entfernungen, andererseits sollen sie aber auch noch genügend nahe an A liegen, daß das elektrische Feld in ihnen größtenteils noch durch die Ströme in der strahlenden Antenne und in deren unmittelbarer Nachbarschaft bestimmt wird.

Statt der Energiestrahlung in P und Q können wir das elektrische Feld in diesen Punkten betrachten, wenn wir berücksichtigen, daß dieses proportional der Quadratwurzel aus der Strahlung ist.

1) J. Zenneck, diese Zeitschr. 9, 553, 1908.

Das elektrische Feld in P, sowie das in Q, wird bestimmt durch den Strom $\mathfrak{J}$ in der Antenne AGH und durch die Ströme, welche vom Fußpunkt der Antenne in den Erdboden gehen.

Das Feld, welches der vertikale Teil AG der Antenne in P liefert, wird durch das von dem horizontalen Teile GH herrührende verstärkt, weil die Ströme im horizontalen und im vertikalen Ast der Antenne, von P aus gesehen, dieselbe Richtung haben. Das Gegenteil gilt für das Feld in Q. Die Amplitude des von dem Strome in der Antenne herrührenden Feldes in P ist daher größer als die Amplitude des von demselben Strome herrührenden Feldes in Q.

Herr Zenneck weist dann nach, daß die Erdströme $\mathfrak{J}_1$ und $\mathfrak{J}_2$ das vorstehende Ergebnis nicht verändern. Ihr ganzer Einfluß besteht hauptsächlich darin, daß sie die Wirkung des horizontalen Astes der Antenne etwas verringern. Man muß nach Herrn Zenneck also schließen, daß für Punkte der Erdoberfläche in der Richtung AB das elektrische Feld stärker ist als für die entsprechenden Punkte in der Richtung AC, und daß also die Antenne richtende Eigenschaften hat.

Die Überlegung, die Herr Zenneck anstellt, würde allerdings die richtende Wirkung der Antenne für die in ihrer Ebene liegenden Punkte der Erdoberfläche in einfacher Weise erklären. Meines Erachtens wird sie indessen schwerlich die Wirkungsweise der geknickten Antenne von Marconi in den verschiedenen übrigen Richtungen erklären können.

Wir wollen nämlich außer den Punkten P und Q beispielsweise noch einen Punkt R betrachten, der in demselben Abstand vom Erdboden und in derselben Entfernung von der Antenne liegen möge, aber in einer durch A gehenden Ebene senkrecht zur Ebene der Antenne. Wir wollen nun versuchen, die elektrischen Kräfte in P, Q und R qualitativ zu bestimmen. Nach Herrn Zenneck werden wir die Wirkung der Erdströme vernachlässigen können und nur den Strom in der Antenne zu berücksichtigen brauchen.

Der Einfachheit halber wollen wir die Abmessungen der Antenne als sehr klein gegenüber den Entfernungen AP, AQ, AR und gegenüber der Wellenlänge annehmen. Wir können uns also die Fig. 2 auf Fig. 3 zurückgeführt denken, und die von den Ästen AB und GH herrührenden Komponenten der elektrischen Kraft in P, Q und R werden alle dieselbe Phase haben.

Wir denken uns also, AB und GH seien zwei geradlinige Oszillatoren, die frei im Raume mit derselben Frequenz und Phase schwingen. P, Q und R sind Punkte im Raume, die

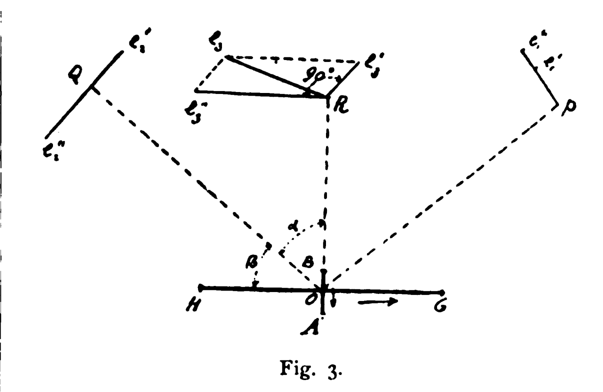


Fig. 3.

nicht in unmittelbarer Nähe des Erdbodens liegen.

Der Einfachheit halber wollen wir noch annehmen, daß die Stromverteilung längs der beiden Oszillatoren sinusförmig sei mit einem Bauche für die Stromstärke im Mittelpunkte. Diese Annahme ist in einer Maximumrechnung wie der vorliegenden zulässig.

Unter diesen Voraussetzungen läßt sich die von den beiden Oszillatoren in P, Q und R erzeugte elektrische Kraft leicht mit Hilfe einer bekannten Formel von Abraham[1]) bestimmen.

Wir bezeichnen mit e_1, e_2, e_3 die augenblicklichen Werte der elektrischen Kraft in P, Q, R. E_1, E_2, E_3 seien die entsprechenden Amplituden. e_1', e_2', e_3'; e_1'', e_2'', e_3'' seien die von den Strömen längs AB bezw. längs GH herrührenden Komponenten dieser elektrischen Kräfte, E_1', E_2', E_3'; E_1'', E_2'', E_3'' ihre Amplituden.

OP, OQ, OR bilden mit AB denselben Winkel α. Wir bezeichnen mit e'_{max}, e''_{max} die elektrische Kraft (mit E'_{max}, E''_{max} die zugehörige Amplitude) in einem Punkte der Äquatorialebene von AB bezw. GH, der von O ebensoweit entfernt liegt wie P, Q und R. Es ist also $e_3'' = e''_{max}$, da der Punkt R in der Äquatorialebene des Oszillators GH liegt. Wir wollen diese Komponente noch als $e_3''{}_{max}$ (ihre Amplitude als $E_3''{}_{max}$) bezeichnen.

Für die Grundschwingung gilt nach Abraham:

$$e_1' = e_2' = e_3' = e'_{max} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\alpha\right)}{\sin\alpha}. \qquad (1)$$

OP, OQ, OR bilden mit GH Winkel, deren absolute Werte β, β, $\frac{\pi}{2}$ sind. Nach Abraham ist dann:

$$e_1'' = e_2'' = e_3''{}_{max} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\beta\right)}{\sin\beta}. \qquad (2)$$

Nach dem Gesagten können wir auch schreiben:

1) M. Abraham, diese Zeitschr. 2, 329, 1901.

$$E_1' = E_2' = E_3' = E'_{\max} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\alpha\right)}{\sin\alpha} \qquad (1')$$

und

$$E_1'' = E_2'' = E_3''_{\max} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\beta\right)}{\sin\beta}. \qquad (2')$$

e_1', e_2', e_3' liegen in vertikalen Ebenen, die durch AB und durch P, Q, R gehen, und stehen senkrecht auf OP, OQ, OR; e_1'', e_2'', e_3'' liegen in den Ebenen, die P, Q, R mit GH bilden, und stehen gleichfalls senkrecht auf OP, OQ, OR. Da AB, GH und P in einer und derselben Ebene liegen, so folgt daraus, daß e_1' und e_1'' in einer und derselben Ebene liegen und, da sie beide auf OP senkrecht stehen, dieselbe Richtung haben. Dasselbe gilt für e_2' und e_2''. Die Richtungen e_3' und e_3'' bilden miteinander einen Winkel von 90^0. Wir haben also in einem gegebenen Augenblick die Anordnung der Fig. 3.

In der Praxis macht man den Antennenast HG viel länger als das Stück AB. Wir wollen annehmen, es sei:

$$E''_{\max} = m E'_{\max}, \qquad (3)$$

wo $m > 1$ ist.

Da alle diese Kräfte dieselbe Phase haben, so gilt:

$$\left.\begin{aligned} E_1 &= E_1' + E_1'' \\ E_2 &= E_2'' - E_2' \\ E_3 &= \sqrt{E_3' + E_3''} \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

Berücksichtigen wir, daß $\beta = \frac{\pi}{2} - \alpha$ ist, so ergibt sich nach Abraham:

$$\left.\begin{aligned} E_1 &= E'_{\max}\left\{\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\alpha\right)}{\sin\alpha} + m\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\alpha\right)}{\cos\alpha}\right\} \\ E_2 &= E'_{\max}\left\{m\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\alpha\right)}{\cos\alpha} - \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\alpha\right)}{\sin\alpha}\right\} \\ E_3 &= E'_{\max}\sqrt{\frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\cos\alpha\right)}{\sin^2\alpha} + m^2} \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

Zahlenbeispiel: Wir wollen $\alpha = 50^0$, $m = 10$ einsetzen.

Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} E_1 &= 6{,}3 \cdot E'_{\max} \\ E_2 &= 4{,}9 \cdot E'_{\max} \\ E_3 &= 10 \cdot E'_{\max}. \end{aligned}$$

Wie wir sehen, ist die seitliche Strahlung aus der geknickten Antenne keineswegs viel geringer als die in der Ebene der Antenne, wie aus den Versuchen von Marconi und von Fleming hervorgeht, sondern sie wird stärker.

K. Uller[1]) hat die richtende Wirkung einer geknickten Marconi-Antenne durch die Annahme erklären wollen, daß sie auf einer stärkeren Absorption der Wellen seitens des Erdbodens auf der konkaven Seite der Antenne beruhe. Wie Zenneck, so erstreckt auch er seine Überlegungen nur auf die in der Antennenebene liegenden Beobachtungspunkte und beschäftigt sich nicht mit der seitlichen Wirkung.

Ich bemerke, daß nach Ansicht des Herrn K. Uller die seitliche Absorption zwischen den beiden Werten in der Antennenebene liegen müßte. Überdies gilt immer das oben Bewiesene, daß nämlich in einer seitlichen Richtung immer eine stärkere Strahlung vorhanden sein muß als in der Antennenebene. Die geringere seitliche Wirkung, welche das Experiment zeigt, scheint also auf diese Weise schwer erklärlich zu sein. Vielmehr gelangt man zu dem entgegengesetzten Ergebnis.

Die Betrachtungen, die ich entwickelt habe, scheinen die alte Hypothese zu bestätigen, nach welcher die Erde sich wie ein vollkommener Leiter verhalten sollte. Diese Hypothese würde der Wirklichkeit hinreichend entsprechen, und zwar nicht nur für die drahtlose Telegraphie über Wasser, sondern auch für die drahtlose Telegraphie über festes Land, unter anderen wenigstens für die Verhältnisse, unter denen die bekannten Versuche über gerichtete drahtlose Telegraphie von Marconi und von Fleming angestellt worden sind.

Diese Hypothese erklärt nämlich ohne weiteres den geringeren seitlichen Effekt der geknickten Antenne, und man kann mit ihrer Hilfe — wenigstens meiner Ansicht nach — auch die übrigen experimentell bestätigten Richtungserscheinungen erklären. Man braucht sich nur den geschlossenen Oszillator zu denken, der aus der Antenne, ihrem Spiegelbild und den Bahnen der zwischen dem freien Ende der Antenne und dem freien Ende ihres Spiegelbildes auftretenden Verschiebungsströme gebildet wird. Die Fernwirkung dieses geschlossenen Schwingungskreises scheint mit den experimentell an der geknickten Antenne gefundenen Ergebnissen in Einklang zu stehen[2]).

1) K. Uller, diese Zeitschr. **8**, 193, 1907.
2) A. Montel, Lumière Électrique **30**, 227, 1908.

Rom, im Januar 1907.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 26. Januar 1909.)

Über das Verhalten der Dichte des Anisaldazins beim Klärungspunkt.

Von F. Conrat.

In einer neueren Publikation „Zur Theorie der anisotropen Flüssigkeiten“ [1]) diskutiert Herr Bose drei Typen der Volumverminderung einer anisotropen (kristallinischen) Flüssigkeit beim Übergang aus dem klaren in den trübflüssigen Zustand. Die aus der van der Waalsschen Gleichung als b bekannte Größe erfährt entweder eine sprungweise oder nur eine sehr schnelle „quasi-sprungweise“ Änderung; endlich könnte beides kombiniert auftreten, so daß der Ausdehnungskoeffizient der trüben Phase zwar wächst bei Annäherung an den Klärungspunkt, gleichwohl aber ein Sprung in der Dichte bestehen bleibt. Die ebenda von Herrn Professor Bose erwähnten [2]), auf seine freundliche Anregung hin von mir ausgeführten dilatometrischen Versuche, welche für die Existenz dieses dritten Typus zu sprechen schienen, seien im folgenden beschrieben. Sie sollten eine Fortsetzung in der Nachprüfung jener Messungen bilden, auf Grund deren Herr Schenk und seine Mitarbeiter, die Herren Eichwald und Bühner, die Unstetigkeit der inneren Reibung und Dichte kristallinischer Flüssigkeiten bei der Klärungstemperatur behauptet hatten [3]).

1. An die Kapillare l (vergl. die rein schematische Figur 1) von 0,46 mm Weite und ca. 16 cm Länge war unten das zylindrische Dilatometergefäß g von ca. 1 cm³ Inhalt, oben der Vorraum v nebst Einfülltrichter t angeschmolzen. Die Milchglasskala s aus einem Beckmannthermometer war mit Hilfe von geeignet zugerichteten Korkklammern kk und umgewickeltem Metalldraht fest mit dem Glaskörper verbunden (in der Figur Ansicht von der Seite; die g beigefügten Zeichen kommen noch später zur Sprache [1])). Zur Aufnahme dieses Dilatometers diente ein Paraffinbad, wie es von E. Bose und F. Conrat bei der Messung des Viskositätsverlaufs beim Anisaldazin verwendet und beschrieben worden ist [2]). Das schon damals benutzte Präparat, von neuem gereinigt, diente auch zu diesen Versuchen; seine Umwandlungstemperatur lag wieder bei 183,8°. Das Dilatometer stand bei t mit einer Wasserstrahlluftpumpe und einem Kohlensäureentwicklungsapparat in Verbindung. Durch abwechselndes Evakuieren und Kohlensäureeinlassen wurde das im Bade eben zum Schmelzen gebrachte Anisaldazin schubweise von t aus über v und l nach g befördert. Um von hier und aus der Kapillare die letzten Gasreste auszutreiben, wurde die Temperatur etwas gesteigert. Wurde dann die Substanz, soweit sie noch v erfüllte, durch Heben über die Paraffinoberfläche zum Erstarren und der Inhalt des Dilatometergefäßes durch behutsames Heruntergehen mit der Badtemperatur zur Kontraktion gebracht, so riß sich von der in v erstarrten Masse ein Faden ab. Da dieser bei den folgenden, an verschiedenen Tagen ausgeführten Versuchsreihen jedesmal neu gebildet wurde, und sich hierbei natürlich jedesmal bei einer etwas anderen Temperatur ablöste, so fielen Ablesungen bei gleicher Temperatur im Lauf der Versuche auf verschiedene Stellen der Kapillare: eine indirekte Kontrolle für ihre Güte.

Da es sich hier nicht um die Kenntnis der absoluten Werte der Dichte handelte, sondern lediglich um deren Verlauf in der Nähe der Klärungstemperatur, so ist beim Dilatometer immer bloß der Stand der Kapillare an der Beckmannskala beobachtet und angegeben worden; dementsprechend sind die hierfür mitgeteilten Zahlen auf drei Stellen abgelesen. Das benutzte Thermometer war von kleiner Kapazität, so daß es den Änderungen der Badtemperatur schneller folgen konnte; es mußten die Bruchteile der Grade geschätzt werden.

2. Bei einem ersten Versuch (Tab. I) wurde bei möglichst konstant gehaltenen Temperaturen beobachtet; die angegebenen Zahlen sind Mittelwerte aus 3 bis 5 Einzelablesungen. Wie weit

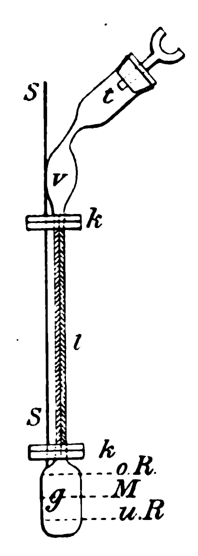


Fig. 1.

1) Diese Zeitschr. 9, 708, 1908.
2) ebd. S. 710.
3) R. Schenk, Kristallinische Flüssigkeiten und flüssige Kristalle, 1905; E. Eichwald, Inauguraldissertation, Marburg 1905; C. Bühner, Inauguraldissertation, Marburg 1906; E. Bose u. F. Conrat, diese Zeitschr. 9, 169, 1908.

1) In der Skizze erscheint zwischen Skala und Kapillare ein merklicher Zwischenraum, der aber in Wirklichkeit nicht vorhanden war. Die Gelegenheit zu Parallelfehlern war daher in Wirklichkeit sehr viel kleiner, als es nach der Skizze den Anschein haben könnte.
2) l. c.

letztere unter sich übereinstimmten, was also günstigen- bzw. ungünstigenfalls unter Temperaturkonstanz zu verstehen ist, zeigen folgende Beispiele. Nach Beendigung von Beobachtung Nr. 2 der Tabelle und Übergang zu einer tieferen Temperatur wurde abgelesen:

am Thermometer:	189,2⁰	189,0⁰	189,0⁰	189,0⁰	189,0⁰,
am Dilatometer:	2,579	2,533	2,529	2,528	2,529.

Tabelle I.

Reihenfolge der Beobachtungen	Stand des Thermometers	Stand des Dilatometers	Bemerkungen
1	189,23	2,713	
21	189,75	2,592	
2	189,68	2,586	
3	189,00	2,529	Die Substanz als klare Phase.
4	189,35	2,556	
5	187,80	2,420	
6	184,98	2,156	
20	184,50	2,109	
7	183,72	2,034	
19	182,33	1,315	
8	181,98	1,252	
9	181,60	1,191	
10	180,99	1,097	
18	180,97	1,104	
11	180,25	1,002	Die Substanz als trübe Phase.
17	180,00	0,960	
12	179,75	0,856	
13	177,78	0,679	
16	176,80	0,562	
14	174,72	0,336	
15	173,50	0,205	

Die drei letzten Ablesungen, bei denen die Substanz die merklich konstante Temperatur des Bades hinlänglich angenommen hat, sind zu dem Mittelwert Nr. 3 vereinigt worden. War die geeignete Wärmeregulierung dagegen nicht so glücklich getroffen wie hier, so wurde es für genügend erachtet, wenn die einzelnen Ablesungen bei geringerer Übereinstimmung sich nur nicht dauernd in demselben Sinne änderten, sondern eine Umkehr der Bewegung zeigten. So basiert Nr. 19 auf den drei letzten der folgenden Ablesungen:

Am Thermometer:	182,3⁰	182,35	182,30	182,20
Am Dilatometer:	1,300	1,315	1,315	1,302

Der Versuch besteht aus einem Hinweg mit fallender Temperatur, bis Nr. 15, und einem Rückweg mit steigender. Hiernach sind die Ablesungen in der Kurve Fig. 2a — die Temperaturen als Abszissen, die Dilatometerablesungen als Ordinaten —, mit verschiedenen Zeichen (Hinweg Punkte, Rückweg Kreuze) eingetragen und stimmen gut zueinander. Man sieht, wie die Punkte, bei denen sich die Substanz in isotropem Zustande befindet, auf einer geraden Linie, die der anisotropen Phase entsprechenden dagegen auf einer Kurve liegen, die bei Annäherung an den Klärungspunkt steiler wird, also nach oben konkav ist (wie die geradlinige Verbindung der äußersten Punkte 15 und 19 deutlicher hervortreten läßt).

Da die Umwandlung bei 182,8⁰ einzusetzen pflegte, liegt die höchste Temperatur, bei der die trübe Phase hier untersucht ist, noch fast ½⁰ unterhalb der Klärungstemperatur. Um ein Urteil über den Verlauf der Dichte beim Klärungspunkt zu ermöglichen, schien aber nicht bloß dieser Versuch, sondern das angewandte Verfahren überhaupt wenig geeignet, da man zwar leicht näher an die Klärungstemperatur herankommen könnte, als hier geschehen, aber

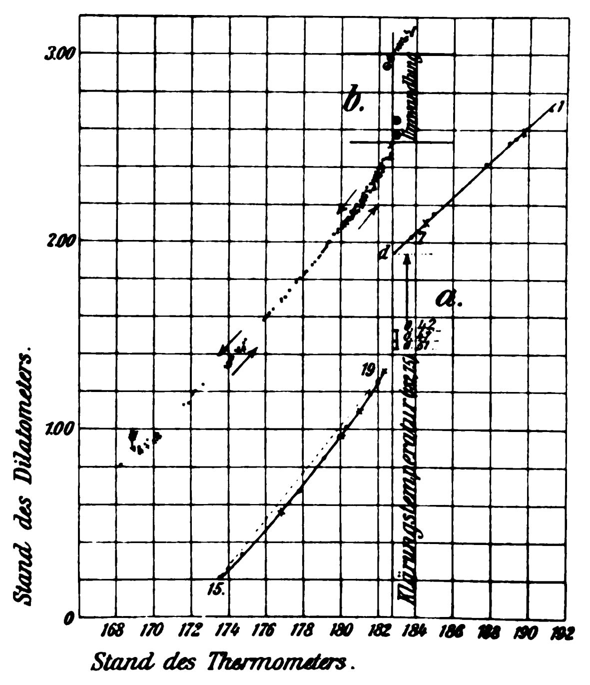


Fig. 2.

schwerlich nahe genug, um in dem noch übrigbleibenden Intervall das Vorhandensein eines steilen, aber doch stetigen Übergangs mit Sicherheit ausschließen zu können.

Mehr Erfolg schien es daher zu versprechen, wenn man die Ablesungen nicht mehr bei konstanter, sondern bei langsam in einer Richtung fortschreitender Temperatur vornahm und den Klärungspunkt von beiden Seiten her in möglichst kleinen Schritten erreichte bez. passierte. Man darf dann erwarten, das Volumen der Substanz auch wirklich einmal genau in dem Augenblick beobachten zu können, in dem die Umwandlung einsetzt, oder vermag es wenigstens in engere Grenzen einzuschließen, wie sie durch die zuletzt voraufgegangene und die unmittelbar nachfolgende Ablesung gegeben sind.

3. In dieser Weise ausgeführte Versuche führen nun zu Kurven mit einer unleugbaren

Unstetigkeit beim Klärungspunkt. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Temperatur während der Beobachtungen änderte, war dabei nicht immer die gleiche, im Durchschnitt aber 0,02° pro Sekunde. In Fig. 2b sind die Einzelablesungen einer solchen Versuchsreihe, im ganzen 146, mit Kreuzen bzw. als Punkte eingezeichnet, je nachdem sie bei steigender bzw. sinkender Temperatur aufgenommen worden sind. Sie liegen im ersten Falle etwas tiefer, im zweiten höher, entsprechend dem Umstande, daß die Substanz im Dilatometer in der gleichmäßigen Annahme der Badtemperatur hinter dem Thermometer zurückbleibt. Die Beobachtungen begannen an der durch den gefiederten Pfeil kenntlich gemachten Stelle. Sie sind bei diesem Versuch nicht weit über den Klärungspunkt hinaus fortgeführt; eine ähnliche Versuchsreihe, die weiter unten besprochen ist, ergab jedoch wieder bei der isotropen Phase den linearen Verlauf. Dafür reichen die Beobachtungen an der trüben Phase noch bis 169°, und man erhält außer der Bestätigung von dem nach oben konkaven Verlauf der Kurve noch den Eindruck, als wenn weiter unterhalb des Klärungspunktes die Ausdehnung wieder normal, d. h. nahezu linear erfolgt[1]).

Die beiden der klaren und trüben Phase entsprechenden Zweige reichen direkt bis an die Klärungstemperatur heran, ohne sich jedoch hier zu vereinigen. Bei allen Zwischenvoluminis, welche die entstehende Lücke ausfüllen, ist die Substanz stets in Umwandlung begriffen und enthält beide Phasen in einem nach der Lage des Punktes wechselnden Mischungsverhältnis. In dem Versuch wurden, nachdem bei steigender bzw. sinkender Temperatur die Umwandlung bereits begonnen hatte, noch je zwei Ablesungen vorgenommen; die entsprechenden Punkte sind in Fig. 2b durch den umschriebenen Kreis von allen übrigen unterschieden, bei denen die Substanz nur eine Phase enthält. Die Ablesungen wurden im allgemeinen in gleichmäßigen Intervallen von etwa 10 Sekunden ausgeführt. Der Moment, in dem gerade die Umwandlung einsetzte, wurde also nicht genau abgewartet, sondern fiel meistens zwischen zwei Ablesungen. Zwischen die entsprechenden Volumina ist dann das Volumen eingeschlossen, das die Substanz bei beginnender Klärung bzw. Trübung aufweist (vgl. die beiden horizontalen Linien in Fig. 2b).

Diejenigen Ablesungen, die in der Nähe des Durchgangs durch den Klärungspunkt liegen, sind in Tab. II zusammengestellt; ihre Numerierung ist von der ganzen Versuchsreihe hergenommen. Die Ablesungen bei der Umwandlung sind durch Umrahmung hervorgehoben. Man erhält so für die Größe des Sprunges aus Nr. 55 und 73 gewissermaßen als obere Grenze 0,51, aus Nr. 56 und 74 als untere 0,42. Diese Zahlen entsprechen einer Volumänderung, welche die Substanz erfahren würde, wenn sie als klare Phase ein Intervall von 5 bis 6° durchlaufen, als trübe Phase sich unterhalb der Klärungstemperatur um 2 bis 3° abkühlen würde.

Sobald die Umwandlung, sei es mit steigender, sei es mit sinkender Temperatur eingesetzt hatte, schlug die Flüssigkeit in der Kapillare sozusagen eine ganz andere Gangart ein als zuvor bei Anwesenheit bloß einer Phase. Dies äußerte sich anfangs drastisch genug darin, daß das Auge, an eine bestimmte Schnelligkeit der Bewegung des Fadens gewöhnt, bei eingetretener Umwandlung Mühe hatte, ihm sogleich zu folgen und ihn bei einer neu vorzunehmenden Ablesung nicht immer gleich wiederfand. Die nächsten nach beendeter Umwandlung vorgenommenen Beobachtungen Nr. 57 und 76 entsprechen dafür möglichst genau dem Augenblick, in dem die letzten Reste der einen Phase verschwanden.

Tabelle II.

Temperatur steigt			Temperatur sinkt			Differenz	
Nr.	Thermometer	Dilatometer	Nr.	Thermometer	Dilatometer		
49	182,2	2,384	77	182,2	2,440	0,056	Substanz trübe
50	182,2	2,405				0,035	
			76	182,3	2,450	0,027	
51	182,40	2,450	75 ↑	182,40	2,940	0,490	Substanz in Umwandlung
52	182,60	2,450	74	182,60	2,988	0,538	
53	182,65	2,470					
54	182,65	2,512					
55 ↓	182,85	2,570	73	182,80	3,024	0,454	
56 ↓	182,90	2,650	72	182,95	3,042	0,392	
						0,002	
57	182,95	3,040	71	182,95	3,060	0,020	Substanz klar
58	183,05	3,055	70	183,05	3,070	0,015	
61	183,30	3,080	69	183,30	3,130	0,050	
62	183,40	3,095	68	183,40	3,120	0,025	

Man bemerkt, wie sich aus der Tabelle des nächsten Versuchs noch deutlicher ergibt, wie das Volumen der Substanz als klare Phase nach beendeter Klärung (Nr. 57) größer ausfällt als vor beginnender Trübung (73/74), ihr Volumen als trübe Phase umgekehrt nach der Umwandlung (Nr. 76) kleiner als vor derselben (54/55). Dies rührt daher, daß der Temperaturgang bei Eintritt und während der Dauer der Umwandlung nicht sistiert wird, sondern in der einmal eingeschlagenen Richtung fortschreitet. Während sich daher die Umwandlung weiter vollzieht, werden infolge ungenügenden Wärmeaustausches bereits umgewandelte Partien sich schon merklich von der Klärungstemperatur entfernen. Bei Benutzung solcher Beobachtungen

1) Die Verschiebung der Kurve *b* gegenüber *a* hat ihren Grund in der oben erwähnten Neubildung des Fadens nach jeder Unterbrechung der Versuche.

würde daher der Sprung nur noch größer ausfallen.

In der Tabelle II stehen Beobachtungen mit gleicher Temperaturablesung auf gleicher Höhe, und die Differenz zwischen den bei entgegengesetztem Temperaturgang gefundenen Voluminis ist in der letzten Rubrik angegeben. Sie entspricht dem senkrechten Abstand, den die beiden Kurvenzüge voneinander besitzen, auf denen sich in Fig. 2b die Beobachtungen des

Tabelle III.

Temperatur sinkt

Nr.	Thermometer	Dilatometer
1	185,6	2,295
↓		
21	188,06	2,932
....	....	......
22	185,8	2,728
↓		
35	183,5	2,495
36	183,5	2,487
↓		
44	183,0	2,430
45	182,95	2,420
46	182,80	2,412
47	182,75	2,409
48	182,3	1,806
49	182,4	1,808
53	182,35	1,800
↓		
56	182,1	1,770
↓		
73	177,95	0,740

Temperatur steigt

Nr.	Thermometer	Dilatometer
167	183,5	2,497
166	183,6	2,494
165	183,55	2,490
164	183,5	2,475
163	183,6	2,460
162	183,55	2,430
↑		
161	183,4	2,380
160	183,35	2,300
159	183,3	2,230
158	183,2	2,170 *M*
157	183,05	2,080
156	183	2,025
155	183	1,990
154	182,9	1,948
153	182,9	1,920
152	182,8	1,900
151	182,65	1,880
150	182,55	1,860
148	182,35	1,840
138	182,4	1,820
137	182,2	1,800
136	182,1	1,762
↑		

Temperatur sinkt

Nr.	Thermometer	Dilatometer
↓		
168	183,4	2,495
169	183,35	2,490
170	183,15	2,450?
171	183,05	2,465
172	183,0	2,460
173	183,0	2,450
174	182,9	2,444
175	182,9	2,435
176	182,8	2,432
177	182,75	2,420
↓		
178	182,65	2,395
179	182,6	2,370
180	182,6	2,290
181	182,5	*uR* 2,244
182	182,5	2,204
183	182,45	2,175
184	182,5	2,130
185	182,4	2,110
186	182,4	2,090
187	182,35	2,070
188	182,45	2,044
189	183,35	2,020
190	182,35	2,005
191	182,38	1,990
192	182,4	1,985
193	182,45	1,975
194	182,35	1,970
195	182,4	1,960
196	182,4	1,960
197	182,5	1,960
198	182,45	1,954
199	182,45	1,940
200	182,35	1,920
201	182,35	1,898
202	182,25	1,870
203	182,2	*oR* 1,845
204	182,1	1,815
205	182,0	1,804
206	182	1,790
207	181,95	1,780
208	182,0	1,770
209	182,0	1,765
↓		
238	177,35	1,138

Temperatur steigt

Nr.	Thermometer	Dilatometer
361	184,8	2,640
360	184,7	2,620
↑		
340	183,40	2 499
339	183,35	2,494
338	183,35	2,480
337	183,25	2,480
336	183,2	2,470
335	183,2	2,466
↑		
329	183	2,430
228	183	2,420
327	183	2,410
326	183	2,401
3-5	183	2,390
324	183	2,380
323	182,95	2,370
↑		
276	183	*M* 2,218
275	183	2,214
274	183	2,080
273	183	*oR* 2,025
272	182,9	1,988
271	182,8	1,955
270	182,8	1,928
269	182,8	1,910
268	182,75	1,898
267	182,65	1,880
266	182,6	1,860
265	182,5	1,847
264	182,35	1,830
263	182,35	1,818
262	182,25	1,800
261	182,2	1,790
260	182,2	1,780
259	182,15	1,770
258	182,05	1,762
↑		

← völlig klar →

Substanz in Umwandlung

← völlig trübe →

Hin- und Rückwegs anordnen und beträgt da, wo die Substanz in beiden Fällen die gleiche homogene Beschaffenheit hat, im Mittel 0,04.

4. Das gleiche Bild bot ein Versuch, in dem das Temperaturgebiet zwischen 174^0 und 183^0 (wieder wie in Fig. 2b mit Überspringung einzelner Intervalle) in 361 Einzelablesungen durchlaufen und dabei der Klärungspunkt viermal passiert wurde, also hier in jeder Richtung zweimal. Da die bei gleicher Temperatur und gleicher Richtung ihrer Fortschreitung gewonnenen Ablesungen eine viel bessere Übereinstimmung zeigen als diejenigen, bei welchen der Temperaturgang entgegengesetzt ist und sich in der Figur teilweise überdecken, und da sich sonst Neues nicht zeigt, möge die Zusammenstellung einer geeigneten Auswahl der Beobachtungen in Tab. III genügen. Vom ersten Durchgang durch den Klärungspunkt abgesehen[1]), wurden die Ablesungen während des ganzen Verlaufs der Umwandlung fortgesetzt. Sie sind wieder von den übrigen durch die Umrahmung kenntlich gemacht. Die einzelnen von ihnen beigefügten Buchstaben beziehen sich auf die Lage der Trennungsfläche beider Phasen im Dilatometergefäß und dienen zur ungefähren Charakterisierung des Stadiums der Umwandlung, auf dem sich die Substanz befindet. Es bedeutet: *M* Lage des gemeinsamen Meniskus auf halber Höhe, *o. R.* bez. *u. R.* seine Koinzidenz mit dem ziemlich deutlich erkennbaren Rand, bei dem sich das Dilatometergefäß oben und unten konisch verjüngte (vgl. die Skizze des Dilatometers in Fig. 1).

Um den Grad der Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Ablesungen, die den Augenblick der beginnenden oder vollendeten Umwandlung einschließen, anschaulich übersehen zu lassen, stehen in der Tabelle möglichst Beobachtungen mit gleicher Dilatometerangabe auf gleicher Höhe. Die Differenz zwischen den Voluminis der beiden Phasen bei beginnender Umwandlung bewegt sich wieder zwischen den oben gefundenen Grenzen 0,51 und 0,42. Man erhält für die obere Grenze aus Nr. 175 und 270 als größten Wert: 2,435 — 1,928 = **0,507**, für die untere Grenze aus Nr. 46 und 155 als kleinsten Wert: 2,412 — 1,990 = **0,422**. Daneben geben Nr. 45 und 154: 0,420 — 1,948 = **0,472** als kleinsten Wert für die obere, Nr. 176 und 276: 2,432 — 1,955 = **0,477** als größten Wert für die untere Grenze. Die fragliche Differenz sollte hiernach kleiner als 0,472 und größer als 0,477 sein, d. h. der Wert **0,475**, der einer Ausdehnung über $4,65^0$ Erwärmung im isotropen Zustande entsprechen würde, hat eine gewisse Wahrscheinlichkeit für sich.

Der Grad, in dem die einzelnen so gewonnenen Zahlen voneinander abweichen, ist eine Folge des stellenweise zu großen Abstandes zwischen den beiden Ablesungen, die den Moment beginnender Umwandlung in sich einschließen, wie beim zweiten Durchgang zwischen Nr. 154 und 155. Berücksichtigt man hier die Temperaturablesung, so erkennt man, daß jener Moment näher an 154 mit $182,9^0$ als an 155 mit 183^0 liegen muß, wenn nicht gar ein Beobachtungsfehler vorliegt und die Klärung schon vorher begonnen hat. Deshalb sind in der Tat Werte, die mehr nach den größten gefundenen als nach den kleinsten Werten zu liegen, wahrscheinlicher. In Fig. 2a sind von dem Punkte *d* ab, in dem das der klaren Phase angehörende lineare Stück die Ordinate über der Klärungstemperatur schneidet ($v = 1,94$), die Werte 0,42, 0,47 und 0,51 abwärts abgetragen. Sie zeigen, in welcher Gegend das ansteigende, der trüben Phase angehörende Kurvenstück die Ordinate über dem Klärungspunkt schneiden müßte, wenn wir den bei veränderlicher Temperatur erhaltenen Sprung auf die Verhältnisse bei konstanter Temperatur übertragen wollen.

Indessen muß die Frage nach dem Verhalten der Dichte beim Klärungspunkte selbst doch noch offen bleiben. Die Versuche machen zwar das Vorhandensein einer wirklichen Unstetigkeit äußerst wahrscheinlich, würden es aber nur dann streng beweisen, wenn die Substanz während der Volumablesungen überall genau gleiche Dichte besäße, d. h. an allen Stellen genau dieselbe Temperatur angenommen hätte. Dies kann man aber gerade bei dem fortschreitenden Temperaturgang während der Beobachtungen nicht vorauszusetzen.

Dagegen zeigt der Verlauf der Kurve in der Umgebung des Klärungspunktes normales Verhalten der isotropen Modifikation, dagegen beschleunigte Volumzunahme der anisotropen bei Annäherung an die Klärung, sodaß nur Fall *c* oder allenfalls *b*, jedenfalls aber nicht Fall *a* der drei von Bose (l. c.) diskutierten Möglichkeiten in Frage kommt.

Es sei mir zum Schluß gestattet, Herrn Prof. Bose für die freundliche Anregung zu diesen Messungen meinen besten Dank auszusprechen.

(Eingegangen 29. Januar 1909.)

1) Hier ereignete sich auch das oben erwähnte Aus-dem-Auge-verlieren des Fadens. Dafür ist wieder in Nr. 48 möglichst genau der Augenblick der vollendeten Umwandlung abgewartet worden.

Über die Abhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeit von der Temperatur in homogenen gasförmigen Systemen.

Von Hans Goldschmidt.

Die nachfolgenden Zeilen stellen ein kurzes Autoreferat über meine Inaugural-Dissertation

(Breslau, 1907) dar. Einzelheiten geben sie nicht, vielmehr sei gestattet, in betreff dieser auf den Originaltext der Dissertation zu verweisen.

Ziel der Arbeit war, eine Hypothese zu suchen, die gestattet, formelmäßig anzugeben, in welcher Weise die Geschwindigkeit chemischer Prozesse (in homogener gasförmiger Phase) von der Temperatur abhängt[1]). Bekanntlich sind die Beziehungen, welche wir für diese Abhängigkeit bereits besitzen, rein empirischer Natur, der zusammenfassende Ausdruck großer Versuchsreihen. Demgemäß auch nicht völlig einheitlich, sondern variierend mit der Verschiedenheit der Medien, dem Temperaturbereich der Messungen, dem mehr oder minder vollkommenen Ausschluß der bei Gasreaktionen oft entscheidenden Wandwirkung und endlich der thermodynamischen Charakteristik der beteiligten Stoffe. Immerhin aber lassen sich alle diese Beziehungen in eine — allerdings etwas komplizierte — Rahmenformel vereinigen, welche auch den Forderungen der Thermodynamik, soweit diese überhaupt hier Eindeutiges aussagen kann, genügt[2]). Diese Formel lautet:

$$ln\, k = -\frac{A}{T} + B\, ln\, T + CT + D + \varphi(T). \quad (1)$$

Hierin bedeuten A, B, C, D Konstanten, k die chemische Geschwindigkeit für die Konzentrationen 1 der an der Reaktion beteiligten Stoffe, T die absolute Temperatur und $\varphi(T)$ eine an sich beliebige Temperaturfunktion, die aber für je zwei zu einem Gleichgewicht führende inverse Reaktionen stets den gleichen Wert annehmen muß.

Wird in Gl. (1) $\varphi(T) = 0$ gesetzt, so erhalten wir einen viergliederigen Ausdruck, den M. Bodenstein[3]) mit großem Erfolge auf die Zersetzungs- bezw. Bildungsgeschwindigkeit gasförmigen Jodwasserstoffes angewandt hat. Setzen wir weiterhin $B = 0$, so erhalten wir die Van t' Hoffsche Formel[4]), für $\varphi(T) = A = B = 0$ entsteht die Formel von Berthelot[5]) — neuerdings von Nernst und Jellinek[6]) innerhalb eines weiten und hochgelegenen Temperaturbereiches beim Stickoxyd verifiziert — und wird endlich $\varphi(T) = B = C = 0$, so gelangen wir zur Formel von Arrhenius[7]), welche wohl die meisten und erfolgreichsten Anwendungen[1]) erfahren hat. Sie lautet:

$$ln\, k = -\frac{A}{T} + \text{const.} \quad (2)$$

A ist seinem Betrage nach stets positiv, dem ausnahmslosen Ansteigen der Reaktionsgeschwindigkeit bei wachsender Temperatur entsprechend.

Soweit die Empirie. — Theoretisch läßt sich ohne weiteres der enorme Anstieg der Reaktionsgeschwindigkeit mit der Temperatur (meist ca. 10 Proz. pro Grad, oft auch darüber) vom Standpunkt der Kinetik aus nicht voraussehen. Denn die Zahl der Zusammenstöße zwischen den Molekeln wächst nur proportional $\sqrt{T}$, was bei 300^0 abs. nur ca. $^1/_6$ Proz. pro Grad Temperaturerhöhung ausmacht. Nernst[2]) nimmt deshalb — auch mit Rücksicht auf die aperiodische Einstellung chemischer Gleichgewichte — die Existenz eines besonderen, stets sehr beträchtlichen chemischen Widerstandes an, so daß in Analogie zum Ohmschen Gesetz die Beziehung gilt:

$$\text{Reaktionsgeschwindigkeit} = \frac{\text{treibende Kraft}}{\text{chem. Widerstand}}.$$

Da sich jedoch die Gesetze, denen der „chemische Widerstand" gehorcht, bislang nicht haben ermitteln lassen[3]), so würde die Einführung dieses Begriffes für unser Problem bloß eine Substitution der Unbekannten bedeuten.

Im Gegensatz zu Nernst nimmt Arrhenius[4]) an, daß überhaupt nicht alle Moleküle reagieren. Nur eine Anzahl besonderer, „aktiver" Molekeln setzt sich um; die übrigen sind an der Reaktion direkt nicht beteiligt. Die „aktiven" entstehen aus den gewöhnlichen Molekeln unter Wärmebindung. Dementsprechend wächst nach dem Le Chatelierschen Prinzip ihre Konzentration mit steigender Temperatur und mit dieser wiederum nach Guldberg und Waage die Geschwindigkeit der Reaktion. — Mit der Arrheniusschen Annahme im Prinzip gleich sind die Hypothesen von Euler[5]) und Kullgren[6]), welche die reaktionsfähigen Partikeln mit den Ionen der Substanz identifizieren. Das gemeinsame Charakteristikon dieser Überlegungen ist die Zurückführung der Geschwindigkeitsänderung auf eine Gleichgewichtsverschiebung. Es ist aber dabei zu bedenken, daß es sich streng genommen hier nicht um ein Gleichgewicht[7]) handelt, sondern um einen stationären Zustand, bedingt durch

---

1) Es sei erlaubt zu betonen, daß ich die Resultate dieser Arbeit als völlig provisorisch betrachte, da sie unter starkem Schematisieren in Ansatz und Rechnung gewonnen sind. Sie stimmen indes für eine „erste Annäherung" mit Erfahrung und Thermodynamik gut überein, und deshalb glaube ich, sie auch an dieser Stelle kurz mitteilen zu dürfen.

2) Van t' Hoff, Vorlesungen I, S. 229; F. Auerbach, Z. f. Elektroch. **11**, 297; M. Bodenstein, Z. f. phys. Chemie **29**, 147.

3) Z. f. phys. Chemie **29**, 295.

4) Van t' Hoff, l. c., S. 229.

5) Annales de chimie et de physique **1862**, 110.

6) Z. f. anorgan. Chemie **49**, 265.

7) Z. f. phys. Chemie **4**, 331.

1) Warder, Ber. **14**, 1365; Hood, Phil. Mag. **20**, 1885; Urech, Ber. **16**, 765; Spohr, Z. f. phys. Chemie **3**, 473; Van t' Hoff, Études p. 114; A. A. Noyes und R. S. Wason, Z. f. phys. Chemie **22**, 210.

2) W. Nernst, Theoret. Chemie, IV. Aufl., S. 656.

3) Vgl. zu dieser Hypothese auch: E. Brunner, Z. f. phys. Chemie **55**, 635.

4) Z. f. phys. Chemie **4**, 231; **28**, 317.

5) Ebenda **36**, 641; **47**, 353; ferner Ber. **33**, 3202.

6) Ebenda **43**, 701; **51**, 108.

7) Gebildet durch 2 gleich schnelle inverse Reaktionen.

die Bildungsgeschwindigkeit der aktiven Molekeln und die Geschwindigkeit ihres Verbrauchs durch die Reaktion mit anderen oder durch Umwandlung. Ist die Gesamtgeschwindigkeit des Vorgangs endlich, so muß auch zu mindest die Bildungs- oder die Verbrauchsgeschwindigkeit der aktiven Moleküle endlich sein. In welcher Weise nun diese beiden Größen mit der Temperatur sich ändern, bleibt unentschieden. Sie von vornherein als unabhängig von der Temperatur zu betrachten, ist wohl nur unter Annahme ganz spezieller thermodynamischer Voraussetzungen möglich. Die Frage nach der funktionellen Beziehung zwischen Reaktionsgeschwindigkeit und Temperatur erscheint also auch hier nicht völlig gelöst, sondern vielmehr nur um einen Schritt zurückgeschoben.

Von großer prinzipieller Wichtigkeit ist jedoch der Arrheniussche Gedanke, die Molekeln in aktive und nichtaktive einzuteilen, sie also in bezug auf ihre Reaktionsfähigkeit zu differentiieren. Beschränken wir uns der Übersichtlichkeit halber im folgenden auf den denkbar einfachsten Fall eines chemischen Vorgangs: auf eine beiderseitig monomolekulare Gasreaktion[1]), so ist in der Tat schon die Existenz eines Gleichgewichtes bei endlichem Konzentrationsverhältnis ohne die Arrheniussche Annahme vom kinetischen Standpunkte aus kaum verständlich. Denn hätten die Variabeln, welche die chemische Stabilität einer Molekel bedingen, für alle Moleküle unseres Gases den gleichen Wert, so könnten entweder nur alle oder keines beständig sein. Die Gleichgewichtskonstante wäre 0 oder ∞. Außer dieser räumlichen Verschiedenheit der Stabilitätsvariabeln von Teilchen zu Teilchen müssen wir indes auch noch eine zeitliche Variation derselben für jede Molekel im einzelnen annehmen, wollen wir endliche Reaktionsgeschwindigkeiten erklären[2]) und die Guldberg-Waagesche Vorstellung des beweglichen Gleichgewichts beibehalten. Wir werden so zur Betrachtung von Verhältnissen geführt, welche uns von der kinetischen Gastheorie her vertraut sind. Denn hier fordert ja das Maxwellsche Gesetz steten Austausch und Wechsel der Translationsenergie von Molekül zu Molekül, wie von Zeitteilchen zu Zeitteilchen. Es scheint deshalb kaum allzu gewagt, anzunehmen, daß nur Molekeln mit bestimmten, vielleicht extremen Werten der Translationsgeschwindigkeit reagieren, „aktiv" sind im Sinne von Arrhenius.

Bevor wir diese Annahme näher präzisieren, sei bemerkt, daß der hier skizzierte Gedankengang keineswegs neu ist. Vielmehr findet sich derselbe bereits in Lothar Meyers „Modernen Theorien der Chemie"[1]), allerdings bloß aphoristisch und ohne quantitative Folgerungen. Ferner hat ihn Herr G. Jäger[2]) in einer äußerst interessanten Abhandlung zur Berechnung des $N_2O_4 \leftrightarrow NO_2$-Gleichgewichtes benutzt. Eine Anwendung auf das Gebiet der Reaktionskinetik liegt indes meines Wissens bis jetzt nicht vor und mag deshalb in den folgenden Zeilen skizziert werden.

Wir stellen folgendes Postulat auf: Von sämtlichen Molekülen unseres Gases werden nur jene reagieren (bezw. in die isomere Konfiguration umklappen), für welche die Geschwindigkeit ihrer Schwerpunktsbewegung einen von dem wahrscheinlichsten Werte (α) abweichenden Betrag (v) erreicht oder übersteigt. Und zwar muß, wie man sofort sieht, wegen des ausnahmslosen Anwachsens der Reaktionsgeschwindigkeit mit der Temperatur v stets größer sein als α, um so größer (im allgemeinen), je träger und je temperaturempfindlicher die Reaktion ist[3]).

Die Anzahl der reaktionsfähigen Molekeln, also der Teilchen mit der Geschwindigkeit v und darüber, ergibt sich nun leicht aus dem Maxwellschen Verteilungsgesetz. Nach diesem ist bekanntlich für ein ruhendes, äußeren Kräften nicht unterworfenes, ideales Gas die Anzahl (dn) jener Molekeln, deren Schwerpunktsgeschwindigkeiten zwischen den Grenzen v und $v + dv$ liegen

$$dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot N \cdot \frac{v^3}{\alpha^2} \cdot e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} \cdot dv, \qquad (3)$$

wo N die Gesamtzahl der vorhandenen Moleküle bedeutet. Da wir nun die Anzahl der Teilchen mit Geschwindigkeiten zwischen v und ∞ suchen, brauchen wir Gl. (3) bloß zwischen diesen Grenzen zu integrieren. Diese Integration ist zwar direkt nicht durchzuführen, leicht aber mittels eines Näherungsverfahrens (Einschluß zwischen zwei benachbarte integrable Funktionen: $\frac{v}{\alpha^2} \cdot e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}}$, $\frac{v^3}{\alpha^4} \cdot e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}}$ und Mittelbil-

1) Also etwa Autorazemisierung einer optisch-aktiven gasförmigen Substanz, oder stereomere Umlagerung in einem Gase.

2) Denn sonst würden bei dem vorbezeichneten chemischen Prozesse einfach jene Molekeln, deren Stabilitätsvariabeln irgendwelche bestimmte Werte besitzen, in die isomere Form umschnappen, die Reaktion fände also außerordentlich rasch in einem statischen Gleichgewicht ihr Ende.

1) Seite 416 ff. — Zitat der betreffenden Stelle in der Jägerschen Arbeit enthalten.

2) Wiener Ber. 100, II, 1182 (1891). — Die Jägerschen Annahmen sind den hier gemachten recht ähnlich; dennoch lassen sie sich zur Ableitung des Geschwindigkeitsgesetzes nicht verwerten. So ergeben sie z. B. für die Bildungsgeschwindigkeit von N_2O_4 eine Abnahme mit steigender Temperatur.

3) Siehe auch Gl. (4).

dung). Wir erhalten so

$$[n]_v^\infty = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot N \cdot \frac{1}{\alpha} \cdot \sqrt{v^2 + \alpha^2} \cdot e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}}. \qquad (4)$$

Wir dürfen aber nun nicht etwa ohne weiteres n der Reaktionsgeschwindigkeit proportional setzen. Es kommen hier vielmehr analog wie bei der Arrheniusschen Hypothese zwei weitere Faktoren in Betracht: 1. die Nachlieferungsgeschwindigkeit der verbrauchten reaktionsfähigen Molekeln, d. i. die Einstellungsgeschwindigkeit des Maxwellschen Verteilungszustandes; 2. die Geschwindigkeit, mit der die Reaktion (das „Umklappen") jedes einzelnen aktiven Moleküls erfolgt. Über den Betrag von 2. läßt sich keinerlei Aussage machen, und von der Geschwindigkeit 1. wissen wir nur, daß sie ungeheuer groß ist[1]).

Da es sich aber für uns nicht um Absolutwerte chemischer Geschwindigkeiten handelt, sondern um deren Abhängigkeit von der Temperatur, so kommt es hier auch nicht auf die Beträge von 1. und 2. an, sondern vielmehr darauf, ob jene beiden Größen Temperaturfunktionen sind oder nicht.

Die Einstellungsgeschwindigkeit des Maxwellschen Verteilungszustandes nimmt mit der „Stoßzahl" und somit mit der Wurzel der absoluten Temperatur zu. Dieser Einfluß würde nur eine Steigerung der Reaktionsgeschwindigkeit um ca. $1/6$ Proz. pro Grad bewirken (siehe oben) und kann deshalb hier unberücksichtigt bleiben[2]). Die Geschwindigkeit aber, mit welcher die einzelnen reaktionsfähigen Molekeln in ihre isomere Konfiguration umklappen, kann notwendigerweise nur von Variablen abhängen, die diesen einzelnen Molekülen zugehören. — Temperatur aber ist ein Mittelwert, der Mittelwert der lebendigen Kräfte aller Molekeln im betrachteten System; also vom Standpunkt der besonders schnellen, mithin extrem „hochtemperierten" reagierenden Teilchen aus gesehen, die Temperatur der anderen. Man erkennt somit, daß (in diesem Sinne wenigstens) die Geschwindigkeit der Umwandlung (des Umklappens) von der Temperatur nicht abhängen kann.

Nunmehr können wir zu Gl. (4) zurückkehren und die Geschwindigkeit des Umsatzes $\left[-\frac{da}{dt}\right]$ in jedem Augenblick der Anzahl der reaktionsfähigen Partikeln proportional setzen, also $-\frac{da}{dt} = k \cdot a = p \cdot n$; oder infolge der Proportionalität zwischen der jeweils vorhandenen Menge (a) und der Molekelzahl (N):

$$k = p' \cdot \frac{1}{\alpha} \cdot \sqrt{v^2 + \alpha^2} \cdot e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}}.$$

Ersetzen wir nun mittels der bekannten gaskinetischen Beziehung[1])

$$\frac{Nm\bar{c}^2}{3} = \frac{Nm\alpha^2}{2} = RT \qquad (5)$$

α durch die abs. Temperatur und bilden gleichzeitig das Verhältnis $\frac{k_2}{k_1}$ (für zwei verschiedene Temperaturen), so erhalten wir

$$ln\frac{k_2}{k_1} = A\left\{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right\} + \frac{1}{2} ln \frac{T_2 + A}{T_1 + A} - \frac{1}{2} ln \frac{T_2}{T_1}, \qquad (6)$$

worin $A = \frac{Nm}{2R} v^2$ ist.

Vergleichen wir nun Gl. (6) mit der entsprechenden Form der Arrheniusschen Geschwindigkeitsgleichung[2])

$$ln\frac{k_2}{k_1} = A\left\{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right\}, \qquad (7)$$

so unterscheiden sich die rechten Seiten dieser beiden Ausdrücke durch die zwei logarithmischen Glieder in Gl. (6), während Term 1 in beiden Formeln identisch ist.

Die Arrheniussche Gleichung ist indes eine empirische Formel, der zusammenfassende Ausdruck von Versuchsergebnissen innerhalb der Fehlergrenzen dieser Versuche. Da nun, wie eine kleine Überschlagsrechnung ergibt, die beiden logarithmischen Glieder in Gl. (6) unter normalen Temperaturverhältnissen ca. 1,6 Proz. bezw. $1/2$ ‰ vom Werte des ersten Ausdruckes ausmachen[3]), so können wir wohl sagen, daß

1) L. Boltzmann, Wied. Ann. **57**, 784, 1896; L. Natanson, Wied. Ann. **34**, 970, 1888; Tait, Transaction of the Royal Soc. of Edinburgh **33**, 82, 1886.

2) Die Berücksichtigung dieses Einflusses würde übrigens die zahlenmäßige Übereinstimmung der Resultate nur verbessern.

1) z. B. G. Jäger, Fortschritte der kinet. Gastheorie, S. 7 (Braunschweig 1906).

2) Vgl. Formel (2).

3) Berechnet unter der Voraussetzung, daß bei Zimmertemperatur $\frac{k_{T+10}}{k_T} > 2$ ist, was für die weitaus überwiegende Anzahl der daraufhin untersuchten Reaktionen zutrifft. Für $\frac{k_{T+10}}{k_T} = 1,5$ verdoppelt sich der Fehler. Für Werte nahe an 1, also für sehr temperaturunempfindliche Reaktionen, ergibt sich starke Diskrepanz zwischen (6) und (7). Gasreaktionen dieser Art, die mit Sicherheit in homogener Phase verlaufen, sind aber meines Wissens nicht genügend untersucht, um einen Vergleich beider Formeln zu ermöglichen. — Ebenso ergeben sich starke Abweichungen bei sehr tiefen Temperaturen. Auch hier ist das Versuchsmaterial spärlich.

Aus der oben erwähnten Gleichung $A = \frac{Nm}{2R} v^2$ ergibt sich durch Umformung $\left[\frac{Nmv^2}{3} = RT_v = \frac{2}{3} AR\right]$ leicht A als das $\frac{3}{2}$ fache der „Reaktionstemperatur" T_v. Für normale Reaktionen $\left[\frac{k_{T+10}}{k_T} = 3\right]$ würde sie ca. 5300° betragen, bei temperaturempfindlicheren Prozessen entsprechend mehr

die eingangs gemachte Voraussetzung uns mit befriedigender Annäherung zur Arrheniusschen Geschwindigkeitsgleichung geführt hat.

Die Anwendung unserer Hypothese auf bimolekulare Reaktionen bietet keinerlei Schwierigkeiten.

Man kann nunmehr, um das gaskinetisch erhaltene Resultat mit den Forderungen der Thermodynamik zu vergleichen, die vorhin abgeleitete Gleichung[1])

$$\ln k = -\frac{A}{T} + \ln\left\{p'\cdot\sqrt{A+T}\right\} - \frac{1}{2}\ln T$$

für 2 inverse Reaktionen anschreiben, differentiieren und die erhaltenen Ausdrücke voneinander subtrahieren. Betrachtet man hierbei die Größe $\ln\sqrt{A+T}$, welche sich unter normalen Bedingungen, z. B. beim Fortschreiten von 0 auf 300° C, nur um weniger als $^1/_2$ Proz. ändert, als konstant, so gelangt man auf diesem Wege leicht zu einer der Reaktionsisochore ganz analog gebauten Beziehung. Daß $\ln\sqrt{A+T}$ nur praktisch, nicht mathematisch konstant ist, daß also die gaskinetisch abgeleitete Geschwindigkeitsgleichung den Forderungen der Thermodynamik nicht strenge genügt, läßt sich wohl einerseits auf die nur näherungsweise durchgeführte Integration des Maxwellschen Verteilungsgesetzes zurückführen, andererseits aber auch darauf, daß das Maxwellsche Gesetz an sich in einem reagierenden Gase, das den hier gemachten Voraussetzungen entspricht, nur angenähert erfüllt sein kann.

Die hier mitgeteilten Beziehungen lassen sich übrigens auch aus der Annahme entwickeln, daß nicht die Translationsgeschwindigkeit eines Moleküls, sondern dessen innere Energie (Rotation, Atomschwingungen) einen bestimmten Wert erreichen muß, damit die Molekel zu einer „reaktionsfähigen" werde. Allerdings läßt sich die Rechnung in der hier skizzierten Form nur für den Fall durchführen, daß sich die spez. Wärme des Gases mit der Temperatur nicht ändert. Man macht hier natürlich implizite die Voraussetzung, daß das Maxwellsche Gesetz auch für die inneren Bewegungsinhalte der Gasmolekeln Gültigkeit hat, eine Annahme, die sicherlich nur in erster Annäherung zutrifft[2]).

Es sei mir zum Schlusse gestattet, Herrn Geh. Regierungsrat Prof. Dr. A. Ladenburg für das stete Wohlwollen und Interesse zu danken, welches er mir während meiner Studienzeit entgegengebracht hat. Ebenso sage ich den Herren Prof. Dr. G. Jäger-Wien, Dr. K. Schäfer und Dr. O. Sackur in Breslau für die freundliche Erteilung manchen fördernden Ratschlags auch an dieser Stelle meinen besten Dank.

Bemerkung in der Korrektur: Vor wenigen Tagen wurde mir durch ein Separatum eine Arbeit von Herrn F. Krüger: „Zur Kinetik des Dissoziationsgleichgewichtes und der Reaktionsgeschwindigkeit" bekannt, die im Dezemberheft der Göttinger Nachrichten erschienen ist und ebenfalls die Frage nach der Temperaturabhängigkeit chemischer Geschwindigkeiten vom Standpunkt der kinetischen Gastheorie aus behandelt. Auf die in dieser Abhandlung enthaltene Kritik meiner Dissertation kann ich an dieser Stelle leider nicht eingehen.

(Eingegangen 23. Januar 1909.)

(Chemilumineszenz?). Über denselben Begriff, auch zahlenmäßig von gleicher Größenordnung, aus den Daten eines Gleichgewichts ermittelt, vgl. G. Jäger, Wien. Ber. **100**, II, 1182.

1) Identisch mit der Gleichung $k = p'\cdot\frac{1}{\alpha}\cdot\sqrt{v^2+\alpha^2}\cdot e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}}$ auf S. 209.

2) Vgl. hierzu O. E. Meyer, Die kinet. Theorie der Gase, II. Aufl., Mathem. Zusätze, S. 50.

Die spezifischen Wärmen von Lösungen. I.

Von Hermann Schlesinger[1]).

Die Entwickelung der Anwendung der Thermodynamik auf chemische Probleme zeigt je länger je mehr die Wichtigkeit einer genauen Kenntnis der spezifischen Wärmen. Dieses Bedürfnis wurde neuerdings von Nernst[2]) in einer Arbeit ins Licht gestellt, in welcher gezeigt worden ist, daß es notwendig ist, die spezifischen Wärmen von Stoffen nicht nur für eine, sondern für eine Reihe verschiedener Temperaturen zu ermitteln.

Es ist tatsächlich wichtiger, Daten zu besitzen, die sich auf die Veränderung der spezifischen Wärme mit der Temperatur beziehen, als vereinzelte, sehr genaue Bestimmungen dieser Größen zu haben; bis auf etwa 2 Proz. zuverlässige Werte werden den Bedürfnissen wohl fast stets genügen. Die für diese Bestimmungen bisher benutzten Methoden sind meistens beschwerlich und lassen sich auf sehr hohe oder sehr niedrige Temperaturen nur unbequem anwenden; außerdem stellen die bisher gewonnenen Ergebnisse meistens mittlere Werte dar, welche nur mit weiter Annäherung für die wahren spezifischen Wärmen gehalten werden können. Es wurde daher, auf Anregung von Professor Nernst, unternommen, eine Methode auszuarbeiten, mit deren Hilfe die wahren spezifischen Wärmen der Flüssigkeiten für irgendeinen Punkt zwischen der Gefrier- und Siedetemperatur leicht gemessen werden könnten.

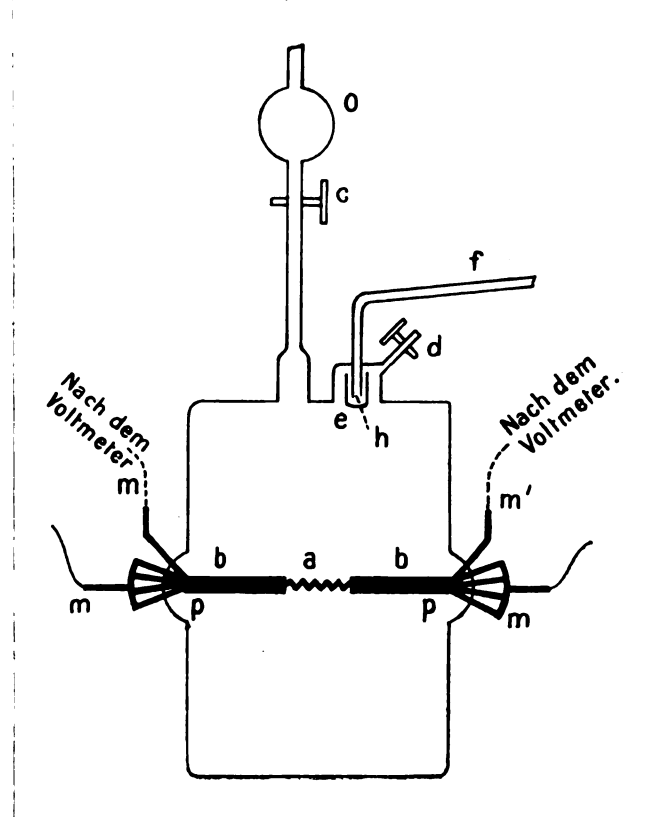
1) Aus dem physikalisch-chemischen Institut der Universität Berlin.

2) Über die Berechnung von chemischen Gleichgewichten. Göttinger Nachrichten, 1906.

Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist, die endgültig gewählte Methode auseinander zu setzen; in einer zweiten Mitteilung sollen dann einige theoretische Betrachtungen und Rechnungen mitgeteilt werden.

I. Die Versuchsmethode.

Das der neuen Methode zugrunde liegende Prinzip ist die Benutzung der Volumänderung einer Flüssigkeit als Maß ihrer Temperaturänderung. Die Flüssigkeit, deren spezifische Wärme bestimmt werden soll, wird in einen Apparat eingeführt, der im wesentlichen aus einem Dilatometer besteht, in dessen Mitte eine Spirale aus feinem Platindraht angebracht ist; läßt man durch die Spirale von bekanntem Widerstand eine gemessene Menge von Elektrizität durchgehen, so kann die an die Flüssigkeit abgegebene Wärmemenge bestimmt werden; indem man die Ausdehnung der Flüssigkeit mißt, kann aus dem Ausdehnungskoeffizienten derselben die Temperaturänderung berechnet werden; aus diesen Daten ergibt sich sofort die spezifische Wärme. Bei diesem Verfahren machen wir drei Annahmen, nämlich: daß während der Temperaturänderung die spezifische Wärme der Flüssigkeit konstant bleibt; daß die Volumenänderung der Temperaturänderung proportional ist, und daß die gesamte Wärme von der Flüssigkeit absorbiert wird. Daß die erste und die zweite dieser Annahmen zulässig sind, wird, sobald die Bedingungen, unter welchen die Versuche stattfinden, bekannt sind, klar: in allen Fällen ist die Temperaturänderung gering (weniger als 1^0 für 10 cc Flüssigkeit) und innerhalb dieser Grenze ist eine praktische Unveränderlichkeit der spezifischen Wärme sowohl als des Ausdehnungskoeffizienten gesichert. Die dritte Annahme erfordert eine eingehendere Betrachtung. Außer der Flüssigkeit wird die Drahtspirale erwärmt, und es ist ferner die Möglichkeit vorhanden, daß etwas Wärme von den Wänden des Gefäßes absorbiert werde. Im Vergleich zu der spezifischen Wärme der meisten Stoffe, welche dem Versuche unterzogen wurden, ist jedoch diejenige des Platins so klein und die Spirale hat ein so geringes Gewicht, daß der betreffende Wärmeverlust gewöhnlich vernachlässigt werden kann; in außergewöhnlichen Fällen ist es leicht, eine kleine Korrektion einzuführen. In der Absorption von Wärme durch die Gefäßwände liegt die einzige Schwierigkeit der Methode. Um diese Absorption zu vermeiden, wurde die Heizspirale in der Mitte des Apparates (s. Figur) aus Draht gefertigt, dessen Durchmesser höchstens halb so groß wie der der Zuleitungsdrähte war. Auf diese Weise wird praktisch die ganze Wärme in der Mitte des Apparats entwickelt. Es wird ferner der benutzte Strom so schwach gehalten, daß, wenigstens während einer gewissen Zeit, keine Wärme die Wände erreichen kann; die Erfüllung dieser Bedingung läßt sich aus der Bewegung der Flüssigkeit in der Kapillarröhre (Figur *f*) beurteilen. — Im günstigen Falle rückt, während der Strom durchgeht, der Meniskus stetig vor; wird der Strom unterbrochen, so darf der Meniskus noch für einen Augenblick weiter vorrücken oder auf einmal stehen bleiben; er darf aber niemals zurückgehen; dieses letztere ist ein Zeichen, daß Wärme auf die Ge-



fäßwände übergegangen ist und daß eine Abkühlung der Flüssigkeit eintritt (auf Grund der vorhin erörterten Annahme, daß sämtliche Schichten der Flüssigkeit, wenn auch während eines Augenblicks, in verschiedenem Maße erwärmt, jedoch denselben Ausdehnungskoeffizienten besitzen, das heißt, daß es keinen Unterschied macht, ob 5 g der Flüssigkeit um einen Grad oder 1 g um fünf Grade erwärmt werden). Bei den nachfolgenden Versuchen wurden die Verhältnisse so gewählt, daß der Meniskus ebenso lange Zeit nach dem Steigen stehen blieb, als er gebraucht hatte, um seinen höchsten Stand zu erreichen.

Wir wollen die Gestalt des verwendeten Dilatometers kurz besprechen, welche die Figur schematisch darstellt: (*a*) ist die Platinspirale; *b* ist der dickere durch die Gefäßwand führende

Draht[1]). Der bequemeren Füllung wegen, werden zwei Sperrhähne *c* und *d* hinzugefügt; sie sind von großer Wichtigkeit, weil bei den weiten Temperaturgrenzen fortwährend verschiedene Flüssigkeitsmengen gebraucht werden. Die Methode, die Sperrhähne sowie das Quecksilbermanometer *e f* anzubringen, hat sich als sehr befriedigend erwiesen, und mag auch bei gewöhnlicher Dilatometerarbeit sich als vorteilhaft erweisen. *e* ist ein kleiner an der Manometer-Kapillarröhre *f* befestigter und mit ihr durch die kleine Öffnung *h* in Verbindung stehender Becher; er dient als Behälter für die Manometerflüssigkeit. Das Ganze (Becher *e* und Kapillarröhren *d*, *f*) wird durch Anschmelzen zu einem Teile der Gefäßwand gemacht. Der besondere Vorteil dieser Anordnung besteht darin, daß durch Öffnen des Hahnes *c* und damit bewirkte Verbindung zwischen dem Dilatometer und *o* (Behälter für die zu untersuchende Flüssigkeit) der Meniskus in jede gewünschte Lage im Manometer *f* gebracht werden kann. Die Sperrhähne waren besonders sorgfältig geschliffen und unter Verwendung eines guten Schmiermittels konnte man sich auf ihren vollkommen dichten Verschluß verlassen. Sie wurden aus Kapillarröhren angefertigt, da sich herausgestellt hatte, daß die dadurch herbeigeführte Verminderung des Drucks auf das Lager die Gefahr einer Sprengung dieses letzteren auf ein Minimum herabsetzte. In *m* wird die Spirale *o* mit der Stromquelle, in *m'* mit dem Voltameter verbunden. Die Potentialdifferenz, wenn sie bei *m* oder, wie es in der Figur der Fall ist, in *p* abgelesen wurde, erwies sich als hinreichend klein, um unberücksichtigt bleiben zu können. Zur Messung der Elektrizitätsmenge wurde ein Wasserstoff-Sauerstoff-Voltameter benutzt; das Produkt seiner Ablesung mit der Voltzahl gibt die elektrische Energie.

Die Handhabung des Apparats ist sehr einfach. Vermittelst der Sperrhähne wurde die Flüssigkeit (nachdem sie auf gewöhnlichem Wege von Gasen befreit worden war) in den Apparat eingeführt. Da die beiden Sperrhähne die bequeme Beseitigung aller Luftblasen ermöglichen, hatte man bei der vollständigen Füllung keine Schwierigkeit. Während der ganze Apparat die Temperatur des Bades, in welches er gestellt wird, annimmt, bleibt Hahn *c* offen, um die Ausdehnung oder die Zusammenziehung der Flüssigkeit zu gestatten; da auf diese Weise der Apparat mit einem Überschuß an Flüssigkeit stets in Verbindung bleibt, erfordert eine Zusammenziehung keine Wiederfüllung. Das Quecksilber[1]) in *e* wirkt als Ventil, um das Herausfließen der Flüssigkeit aus der Manometerröhre *f* zu verhindern. Nachdem die Temperatur innerhalb und außerhalb des Apparats dieselbe geworden ist, wird das Quecksilber durch Blasen in *o* in die Röhre *f* getrieben und *c* wird geschlossen. Die Versuche beginnen, sobald der Meniskus vollkommen unbeweglich geworden ist. Die unveränderliche Lage des Quecksilbers wird nur dann erreicht, wenn die Temperatur des Bades vollkommen konstant ist. Braucht man einen kleinen Apparat, so haben selbstverständlich die Temperaturveränderungen einen geringeren Einfluß; andererseits, je kleiner der Apparat, um so größer ist die Gefahr, daß Wärme an die Gefäßwände abgegeben werde. Als günstige Bedingung hat sich die Verwendung eines Apparates von 400—600 ccm Inhalt und eines Bades, dessen Temperatur während wenigstens 15 Minuten vor dem Beginne der Messungen bis auf 0,001^0 konstant bleibt, herausgestellt.

Die eigentlichen Messungen sind auch einfachster Art. Durch die Spirale wird ein Strom gesendet; die Spannung, die Lageveränderung des Quecksilbers in dem Manometer und das im Voltameter während des Durchgangs des Stromes entwickelte Gasvolumen werden abgelesen. Bezeichnen V die Spannung, R das im Voltameter entwickelte, auf 0^0 und 760 mm reduzierte Gasvolumen und ΔQ die an die Flüssigkeit abgegebene Wärmemenge in Kalorien, so ist:

$$\Delta Q = \frac{R \cdot V \cdot 0{,}239}{0{,}1740}, \qquad (1)$$

wobei 0,239 der Verwandlungsfaktor der Joules in Kalorien, und 0,1740 die in einer Amperesekunde entwickelte Gasmenge ist.

Ist Δv[2]) die bekannte Volumenänderung in ccm von einem Gramm der Versuchsflüssigkeit für eine Temperaturänderung von 10^0, r der innere Radius des Manometers in cm und h die Veränderung der Lage des Meniskus im Manometer in cm, so ist die durch die Wärmemenge ΔQ herbeigeführte Temperaturänderung ΔT:

1) Da dicker Draht und Glas zusammengeschmolzen großen Temperaturunterschieden nicht gut widerstehen, hat man, wie in der Figur angedeutet wird, eine große Anzahl dünner Drähte gebraucht.

1) Werden Stoffe, welche das Quecksilber angreifen, untersucht, und die Flüssigkeit selbst als Manometerflüssigkeit verwendet, so muß die Manometerröhre durch einen Sperrhahn geschlossen werden, damit eine konstante Temperatur erreicht wird.

2) Δv kann aus den bekannten Ausdehnungskoeffizienten oder den Dichtigkeiten bei verschiedenen Temperaturen ermittelt werden. Wo man über diese Werte nicht verfügt, kann der Apparat selbst zu ihrer Bestimmung benutzt werden. In den hier vorgelegten Fällen waren die Werte der Ausdehnungskoeffizienten bekannt, und bei jeder Temperatur, bei welcher die Messungen für *c* gemacht wurden, war der Wert Δv derjenige, der die Volumenänderung ausdrückte, für eine Temperaturänderung von fünf Graden unter bis fünf Grad über der Versuchstemperatur.

$$\Delta T = \frac{3{,}1416 \cdot 10 \cdot h \cdot r^2}{\Delta v}, \qquad (2)$$

die spezifische Wärme für ein Gramm der Flüssigkeit ist dann:

$$c = \frac{\Delta Q}{\Delta T}. \qquad (3)$$

Es leuchtet sofort ein, daß, weil ΔT für die ganze Flüssigkeit nur ein kleiner Teil von einem Grade ist, der sich für c ergebende Wert tatsächlich eine wahre spezifische Wärme ist. Es ist auch klar, daß die Genauigkeit der Bestimmungen weder von der Temperatur, solange dieselbe konstant erhalten werden kann, noch von dem besonderen Wert von c abhängt.

In dem folgenden Abschnitt sollen einige der Bestimmungen, die ausgeführt worden sind, dargelegt und erörtert werden.

II. Die Ergebnisse der Versuche.

Bevor wir auf eine Diskussion der experimentellen Daten eingehen, stellen wir fest, daß eine Genauigkeit von nicht mehr als etwa 1 Proz. erstrebt wurde. Für das Bad wurde ein kleiner Metalleimer gebraucht und die Temperatur wurde mit Hilfe eines einfachen Quecksilber-Thermoregulators geregelt. Hätte man einen größeren, bei einer bis auf 0,001° konstanten Temperatur sorgfältig erhaltenen Thermostat benutzt, würden zweifellos bessere Ergebnisse erzielt worden sein. Das wird durch die Tatsache nachgewiesen, daß bei 0°, wo der höchste Grad von Unveränderlichkeit erreicht wurde, sich bei weitem die beste Übereinstimmung ergab. Die für die Bestimmungen gewählten und im vorliegenden Abschnitt besprochenen Stoffe waren 5 proz., 65 proz., 85 proz. Schwefelsäure und Pentan. Diese Beispiele sind besonders lehrreich, weil jedes derselben einen Typus der Stoffe vertritt, auf welche diese Methode anwendbar ist; die am meisten verdünnte Säure ist ein guter Leiter und liefert den Beweis, daß ein zur Erzeugung einer meßbaren Ausdehnung hinreichend starker Strom ohne Gefahr von Elektrolyse angewendet werden kann; die am meisten konzentrierte Säure ist ein sehr visköser Stoff, der chemisch so aktiv ist, daß weder Schmieröl für die Sperrhähne noch Quecksilber für das Manometer verwendet werden konnten. Pentan gibt ein Beispiel für die Anwendung dieser Methode bei sehr niedrigen Temperaturen. Die dritte Säure wird eingeführt, weil sie bei der späteren nachfolgenden theoretischen Erörterung von Interesse ist. Neben der Erwähnung der in jedem der vorgeführten Fälle erforderlichen besonderen Vorsichtsmaßregeln enthält der vorliegende Abschnitt drei Tabellen, die die ausführlichen Messungen für eine bestimmte Temperatur geben, und einige andere Tabellen, in welchen die Durchschnittszahlen von je einer Reihe von Messungen bei verschiedenen Temperaturen zusammengestellt sind. Einzelheiten für die Gesamtheit der Werte aufzunehmen, schien, da die zu diesem Zweck gewählten drei Werte die Genauigkeit und die Ergebnisse deutlich zeigen, unnötig.

Besprechen wir in erster Linie die 5 proz. Säure. Hier ist die Frage der Elektrolyse die interessanteste. Man fand, daß bei Benutzung eines Stromes von weniger als 1 Volt und ungefähr 5,5 Ampere eine meßbare Ausdehnung ohne Gasentwickelung auf der Spirale erhalten wurde. So lange als die Elektrolyse beseitigt bleibt, d. h. so lange als die Produkte der Elektrolyse in Lösung bleiben, macht es keinen merklichen Unterschied, ob der Strom durch die Spirale oder zum kleinen Teil durch die Flüssigkeit fließt. Es wurde jedoch, nachdem der Apparat während einer längeren Zeit benutzt worden war, gefunden, daß die Spirale mit Gasen gesättigt war und daß dann zuverlässige Resultate nicht erhalten werden konnten. Diese Schwierigkeit läßt sich leicht vermeiden, indem man von Zeit zu Zeit ein wenig von der Flüssigkeit im Apparat entfernt und den über der Flüssigkeit bleibenden Luftraum mit Hilfe einer Wasserpumpe leert. Das Gas tritt dann schnell aus dem Drahte heraus und es kann der Apparat in befriedigender Weise wieder gebraucht werden. — Weiter unten folgen die vollständigen Versuchsergebnisse für die Bestimmung der spezifischen Wärme der 5 proz. Schwefelsäure bei 40° (enthalten in Tabelle I) und die Tabelle II, in welcher die Durchschnittswerte derselben Bestimmung für 0°, 16°, 25°, 35°, 40° und 60° zusammengestellt sind.

Die Daten, aus welchen Δv in Formel (2) bestimmt wurden, sind die Dichtigkeitstafeln von Domke und Bein[1]). Da dieselben für die Methode von keiner wesentlichen Bedeutung sind, werden sie hier nicht angeführt. Kolonne 1 in nachstehender Tabelle gibt das nicht korrigierte Gasvolumen R [Gleichung (1)]; die zweite Kolonne enthält die Lageveränderung des Quecksilber-Meniskus im Manometer [der hier mit λ anstatt h in Gleichung (2) bezeichnete Wert ist in Millimetern ausgedrückt]; Kolonne 3 gibt die Voltzahl V, Kolonne 4 die für Temperatur und Dampfspannung des Wassers über 10 Proz. $NaOH$[2]) korrigierte Barometerhöhe P; Kolonne 5 gibt die Temperatur im Voltameter. Die sechste Kolonne enthält den aus den Gleichungen (1), (2), (3) berechneten Wert der spezifischen Wärme; zu dieser Berechnung ist, neben den vorerwähnten Daten und denjenigen der Tafeln von Domke

1) Zeitschr. f. anorg. Chem. **43**, 124.

2) Diese Dampfspannung wird abgezogen, weil 10 Proz. $NaOH$ in dem Voltameter, über welchem das Gas sich sammelte, verwendet wurde.

und Bein, nur die Kenntnis des inneren Radius des Manometers erforderlich; bei den Versuchen mit den Schwefelsäuren betrug dieser Radius 0,0372 cm [1]). Die Zeit, während welcher der Strom durch die Spirale floß, war bei den sämtlichen Versuchen ungefähr 10 Stunden.

Tabelle I.

Spezifische Wärme der normalen (ca. 5 proz.) Schwefelsäure bei 40°.

Nr.	1	2	3	4	5	6
	R	*λ*	*V*	*P*	*T*	Spez. Wärme *C*
1	9,70	10,05	0,70	732	24°	0,848
2	10,10	11,00	0,70	732	24°	0,850
3	9,71	9,95	0,70	734	25°	0,862
4	9,70	10,00	0,70	734	25°	0,858
5	9,58	9,45	0,70	734	25°	0,882
6	9,60	9,75	0,70	734	25°	0,869
7	9,98	9,65	0,67	734	25°	0,872
8	10,40	10,25	0,70	732	24°	0,892
					Mittelwert:	0,867

Diese Reihe wurde gewählt, weil sie eine der mittelmäßigeren Gruppen von Bestimmungen darstellt. Die größte Abweichung vom Mittelwert ist ungefähr 3 Proz., aber die zu hohen Werte werden durch die zu niedrigen recht gut ausgeglichen.

Die nachfolgende Tabelle II gibt ähnliche, bei verschiedenen Temperaturen erhaltene Mittelwerte; in Kolonne 1 sind die Temperaturen, in Kolonne 2 die Mittelwerte der spezifischen Wärme eingetragen.

Tabelle II.

Spezifische Wärme der normalen Schwefelsäure bei verschiedenen Temperaturen.

T	Spez. Wärme
0°	1,000
16°	0,959 [2])
25°	0,894
30°	0,849
35°	0,845
40°	0,867
60°	0,954

Die folgenden Tabellen III und IV gelten für 85 proz. Schwefelsäure und entsprechen den Tabellen I und II. Für die ausführliche Darstellung wurde die Versuchsreihe für die Temperatur 0° gewählt, weil sie zeigt, wieviel besser die Ergebnisse da sind, wo die Temperatur konstanter ist [1]). In diesem Fall wurde für die Sperrhähne kein Schmiermittel gebraucht; nichtsdestoweniger waren sie dicht; die große Viskosität der Säure führte ohne Zweifel hier günstigere Bedingungen herbei. Trotzdem die Flüssigkeit so dick war, konnte sie als Manometerflüssigkeit benutzt werden; Quecksilber war, da die Säure es angreift, nicht zu verwenden. Während der Apparat erwärmt wurde, und so oft Sperrhahn *c* geöffnet war, wurde am äußeren Ende des Manometers, um das Herausfließen der Schwefelsäure aus demselben zu verhindern, ein einen Glasstab enthaltender Gummischlauch befestigt. Das Manometer und der Behälter *o* waren beide gegen die Feuchtigkeit der Luft vermittelst Phosphorpentoxyds geschützt.

Die Werte für die Ausdehnung sind denselben Tafeln, wie vorher, entnommen. Es entsprechen die Kolonnen in Tabelle III denjenigen der Tabelle I und in Tabelle IV denjenigen der Tabelle II.

Tabelle III.

Spezifische Wärme der 85 proz. Schwefelsäure bei 0°.

Nr.	1	2	3	4	5	6
	R	*λ*	*V*	*T*	*P*	Spez. Wärme *C*
1	12,30	20,40	0,66	24°	736	0,392
2	10,60	18,20	0,68	24°	736	0,390
3	10,22	22,10	0,68	24°	736	0,384
4	10,37	18,10	0,68	24°	736	0,385
					Mittelwert:	0,388

Im vorliegenden Falle beträgt die größte Abweichung vom Mittel ca. 1 Proz. In Tabelle IV haben wir die Reihe der Mittelwerte für verschiedene Temperaturen.

Tabelle IV.

Spezifische Wärme der 85 proz. Schwefelsäure bei verschiedenen Temperaturen. *T*.

T	Spez. Wärme
0°	0,388
35°	0,394
50°	0,398
70°	0,406

Nachstehende Tabelle V gibt die für 65 proz. Schwefelsäure bei verschiedenen Temperaturen erhaltenen Mittelwerte, welche für die theoretische Diskussion von Bedeutung sind.

1) Dieser Radius wurde bestimmt, indem man den mit Wasser gefüllten Apparat durch eine bestimmte Erhöhung der Temperatur des Bades erwärmte und die dadurch herbeigeführte Ausdehnung im Manometer maß. Aus dem bekannten Ausdehnungskoeffizienten des Wassers ergab sich die Berechnung des Radius; nach Anbringung der erforderlichen Korrektion für die Volumenänderung des Apparates ergab sich als Mittel von drei Bestimmungen 0,0374 cm. Ähnliche Versuche wurden gemacht, während der Apparat 5 proz. und 65 proz. Schwefelsäure enthielt; die sich aus denselben ergebenden Mittelwerte waren 0,0370 und 0,0372. Siehe auch S. 215.

2) Aus Marignac, Liebigs Annalen, Suppl. 8. Die Übereinstimmung ist, da der Wert in die Kurve paßt, gut.

1) Siehe S. 213.

Tabelle V.

Temperatur	Spez. Wärme
0^0	0,467
25^0	0,461
30^0	0,445
35^0	0,443
55^0	0,434
70^0	0,458

Die folgenden Tabellen enthalten die Ergebnisse der Versuche mit Pentan bei 0^0 und bei -78^0. Das verwendete Pentan war das von Kahlbaum als „Thermometer-Pentan" verkaufte. Es ist nicht vollkommen rein, der Prozentgehalt der darin vorkommenden fremden Stoffe ist indessen so gering, daß sie auf den Wert der spezifischen Wärme keinen bemerkenswerten Einfluß haben. Es wurde benutzt, weil sein Ausdehnungskoeffizient innerhalb eines weiten Temperaturbereichs sorgfältig untersucht worden ist; die Daten für diesen Wert sind Rothe[1]) entnommen worden. Bei 0^0 wurde ein gewöhnliches Eisbad verwendet und diente Quecksilber als Manometer-Flüssigkeit. Bei -78^0 war der Thermostat ein Dewar-Gefäß (10×20 cm) und bestand die Kältemischung aus Äther und festem Kohlendioxyd; in diesem Falle bildete Pentan selbst die Manometer-Flüssigkeit und es mußte, um die Temperaturänderung der infolge der Ausdehnung in die Manometerreihe eingeführten neuen Flüssigkeit zu berücksichtigen, eine Korrektion, die bei Benutzung von Quecksilber vernachlässigt werden kann, angebracht werden. Bezeichnet V_{T_1} das Volumen eines Gramms Pentan bei der Temperatur des Manometers und V_T das Volumen desselben Pentangewichts bei der Temperatur -78^0, so ist die an λ (Lageveränderung des Meniskus) anzubringende Korrektion $\lambda \left\{ \frac{V_T}{V_{T_1}} \right\}$. Ebenfalls wichtig ist der für den inneren Radius der Manometerröhre zu nehmende Wert. Wie vorher erwähnt worden ist (siehe S. 214, Anm. 1), hatte man aus der Ausdehnung von wässerigen Lösungen für diesen Radius den Wert 0,0372 cm erhalten. Für dieselbe Röhre ergab eine Reihe von Kalibrierungen mit Quecksilber einen Radius von 0,0324 cm. Bekanntlich füllt trockenes Quecksilber eine Röhre von kleinem Radius nicht vollständig aus — und die Differenz läßt sich durch die Annahme leicht erklären, daß, wenn Quecksilber sich in Berührung mit einer Flüssigkeit wie Wasser befindet, diese letztere zwischen das Glas und das Quecksilber eindringt, so daß die Manometerröhre vollständig ausgefüllt wird. Wurde Pentan benutzt, um den Radius aus der Ausdehnung abzuleiten, so ergab sich der zweite Wert, d. h. Pentan füllt den lichten Manometerraum nicht aus; 0,0324 cm ist daher der bei der Berechnung der folgenden Tabellen verwendete Wert. Zur ausführlichen Darstellung sind die für die Temperatur -78^0 erhaltenen Resultate gewählt worden, weil sie die Übereinstimmung zeigen, die bei niedrigen Temperaturen erreichbar ist.

1) Über die Herstellung und den Gebrauch des Pentanthermometers. Zeitschr. für Instrumentenkunde 1904, Heft 2.

Tabelle VI.
Spezifische Wärme des Pentans bei -78^0.

Nr.	R	λ	V	P	T	Spez. Wärme C
1	2,35	14,00	0,37	732	25^0	0,481
2	8,30	44,00	0,32	732	25^0	0,467
3	7,90	41,00	0,32	732	25^0	0,477
4	8,22	42,80	0,32	732	25^0	0,474
5	8,00	40,90	0,32	732	25^0	0,482
					Mittelwert:	0,476

Der Wert des zur Korrektion von λ benutzten Verhältnisses von V_T zu V_{T_1} ist:

$$\frac{V_T}{V_{T_1}} = \frac{0{,}89747}{1{,}04228}\,^{1)}.$$

Weiter unten wird das Ergebnis für die Temperatur 0^0 gegeben.

Tabelle VII.
Spezifische Wärme des Pentans für zwei Temperaturen.

Temperatur	Spezifische Wärme	Molekulare Wärme
0^0	0,512	36,8
-78^0	0,476	34,3

Die vorstehenden Messungen sind bereits vor etwa zwei Jahren ausgeführt; ihre Veröffentlichung hat sich aus äußeren Gründen verzögert.

1) Aus Rothes Werten für die Ausdehnungskoeffizienten genommen.

(Eingegangen 12. Februar 1909.)

BESPRECHUNGEN.

G. Kümmel, Photochemie. (Aus Natur und Geisteswelt. 227. Bändchen.) 8. 102 S. mit 23 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. Gebunden M. 1.25

Dieses neue Bändchen aus der wohlfeilen und ausgezeichneten Teubnerschen Sammlung bietet eine vortreffliche, im besten Sinne populäre Darstellung der Photochemie, deren Verständnis durch einige gute Abbildungen wesentlich erleichtert wird. Das Werkchen füllt eine Lücke im Gebiet der physikalisch-chemischen Literatur aus, da es bis jetzt noch keine kurze,



moderne Zusammenfassung der Photochemie gab und die jetzt erscheinende umfangreiche Schaumsche Photochemie und Photographie bei J. A. Barth, Leipzig nur an einen ausschließlich wissenschaftlichen Leserkreis sich wendet. Sowohl die physikalisch-chemischen Grundlagen der Photochemie als auch die Photographie in natürlichen Farben, werden leicht faßlich besprochen. Das äußerst wohlfeile Büchlein kann jedermann zur Anschaffung wärmstens empfohlen werden. K. Jellinek.

Berichtigung.

In dem Vortrage Minkowski, Raum und Zeit, diese Zeitschr., **10**, 109, 1909, 5. Zeile der 2. Spalte ist statt

$$mc^2\, dt/d\tau = mc^2 \sqrt{1 - \frac{c^2}{v^2}}$$

zu lesen:

$$mc^2\, dt/d\tau = mc^2 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Tagesereignisse.

Ein Radiologisches Institut in Heidelberg.

Von P. Lenard[1]).

Es ist kürzlich[2]) der Wunsch und das Bedürfnis behandelt worden, in Deutschland eine besondere Forschungsstätte für diejenigen neueren Zweige der Physik zu haben, welche man unter dem Namen der Radiologie zusammenzufassen sich gewöhnt hat. Der Name ist von den unsichtbaren Strahlungen genommen, zuerst den Kathodenstrahlen, deren Studium den Ansatzpunkt bildete für die Entwicklung dieser ganzen, heute großen Gebiete, wohin jetzt auch die von Röntgen, Becquerel entdeckten Strahlungen, aber auch die schon älter bekannten unsichtbaren Lichtarten Ultrarot und Ultraviolett gehören. Die Entstehungsarten, die gegenseitigen Verwandlungen aller dieser Strahlungen, ihr Verhältnis zur Materie: Radioaktivität, Phosphoreszenz, lichtelektrische Wirkung u. a. bilden Untersuchungsobjekte von solcher Ergiebigkeit, daß ihr wirklicher Umfang noch gar nicht erkennbar ist; fast täglich bringt ihre Bearbeitung weitere neue Probleme, die mit Aussicht auf Erfolg angreifbar sind. In der Tat verdienen diese Zweige besondere Pflege. Ihr Einfluß auf die Naturerkenntnis — z. B. die Kenntnis von der Konstitution der Materie — ist bereits groß geworden, sie haben auch schon unmittelbare, wertvolle praktische Bedeutung erlangt — z. B. in der Medizin — und sie versprechen auf absehbare Zeit noch weiter unverminderte Fruchtbarkeit. Sie bedürfen aber besonderer Veranstaltungen zu ihrer Pflege, denn es wird dazu ein ungewöhnlicher Aufwand an materiellen Hilfsmitteln gebraucht, Apparate, die, durch die schnellen Fortschritte in fortwährender Verbesserung begriffen, auch fortlaufende Kosten verursachen, teuere Chemikalien, darunter das Radium, welche bei ihrem Studium teilweise aufgebraucht werden. Daher die Notwendigkeit, diesen neuen Zweigen der Naturforschung besondere, gut dotierte Institute zu widmen. Wirklich ist auch die Gründung von „Radiuminstituten" oder „Radiologischen Instituten" in Wien, London — soviel bekannt mit guter finanzieller Unterlage — ins Werk gesetzt, in Berlin — wie es scheint — wenigstens ins Auge gefaßt worden[3]).

Durch Verknüpfung besonders günstiger Umstände wird es nun möglich sein, in Heidelberg ein solches Institut bereits zu Ostern 1909 zu eröffnen und somit den Gedanken schneller zu verwirklichen, als man vielleicht glaubte hoffen zu dürfen. Eine Stiftung ist dem zu Hilfe gekommen. Der Senat der Universität und das Großherzoglich Badische Ministerium haben in weiser Fürsorge das ihrige getan. Dadurch gewinnt das Heidelberger Institut einen Vorsprung gegenüber den in London und Wien geplanten Instituten und wird, soviel mir bekannt, das erste dieser Art sein, das wirklich ins Leben tritt und mit der Arbeit beginnen kann.

Das Institut wird unter der gleichen Direktion stehen wie das Physikalische Institut der Universität[1]) und wird auch in demselben Gebäude sich befinden, damit Austausch und Ergänzung der Hilfsmittel und Zusammenwirken des gesamten Personals zu günstigster Ausnutzung aller vorhandenen Mittel ermöglicht werde.

Die Aufgabe des Instituts soll neben der wissenschaftlichen Forschung auch spezielle Lehrbetätigung auf den genannten Gebieten sein. Es wird außerdem in einer technischen Abteilung auch der Anschluß an die praktischen Bedürfnisse, namentlich die der Medizin, gepflegt werden. Die klinischen Studien mit dem Zwecke, die Radiologie in größerem Umfange als bisher am Krankenbette zu verwerten, werden in den Anstalten der Herren Czerny und Krehl vorgenommen werden. Die enge Fühlung dieser bekannten Ärzte mit dem Direktor des Physikalischen Instituts bürgt für die naturwissenschaftliche Grundlage dieser Studien.

Die durch die Stiftung gesicherte Ausstattung des Instituts mit Apparaten soll das Beste bieten, was jetzt die Wissenschaft anzugeben und die Technik auszuführen imstande ist[2]). Zu möglichst weitgehender Verwertung dieser Mittel sollen neben honorierten, bewährten Mitarbeitern und Assistenten auch volontäre Hilfskräfte aufgenommen werden. Alle Befähigten, welche Raum finden und an den Arbeiten des Instituts nach einheitlichem Plane sich beteiligen wollen, sollen willkommen sein.

Das Institut wird zunächst in provisorischer Weise, jedoch bereits mit zirka 300 Quadratmeter Bodenfläche, im Friedrichsbau der Universität eröffnet werden. Später soll es in erweiterten Räumen und mit der Möglichkeit zukünftiger noch weiterer Entwicklung in einem besonderen Flügel eines Neubaues des Physikalischen Instituts der Universität untergebracht werden.

1) Sonderabdruck aus „Deutsche Revue", März 1909, Deutsche Verlagsanstalt, Stuttgart.

2) Deutsche Revue, Januar 1909.

3) Daß ein „Institut für physikalische Forschung" (dessen Zwecke, wenigstens in der Gegenwart, vielfach mit den hier berührten hätten zusammenfallen müssen) für Berlin von Exzellenz Althoff noch in der letzten Zeit seiner amtlichen Tätigkeit geplant wurde, ist dem Verfasser von dem Verstorbenen selbst bekannt.

1) Gegenwärtiger Direktor ist der Verfasser.

2) Günstig erscheint es weiter, daß aus der benachbarten Stadt Kreuznach die dort aus den Quellsedimenten hergestellten Radiumpräparate für die klinischen Studien zur Verfügung gestellt werden, und daß außerdem die städtische Salinenverwaltung der Theodorshalle dortselbst ausnahmsweise und kostenlos noch weitere Fraktionierungen zur Herstellung eines konzentrierteren Präparates dortigen Ursprungs für die wissenschaftlichen Zwecke des Instituts übernehmen will.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Wolfgang Vogt für darstellende Geometrie.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Kiel Dr. Hermann Kobold zum ord. Professor für Astronomie an der Universität Berlin, Dr. Viktor Franz Heß zum Honorardozenten für experimentelle medizinische Physik an der Tierärztlichen Hochschule in Wien.

Gestorben: Der a. o. Professor für Physik an der Universität Berlin Dr. Emil Aschkinaß.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 7. | 1. April 1909. | 10. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 8 am 10. April 1909.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Änderung der Wellenlänge an der Mittellinie von Tripletts.

Mit 1 Tafel (III).

Von P. Zeeman.

A. Beobachtungen mit dem Michelsonschen Stufengitter.

1. Soviel mir bekannt, haben alle Experimentatoren[1]) beim Arbeiten über die Strahlung in einem Magnetfelde stillschweigend angenommen, daß die Mittellinie von Tripletts oder anderen symmetrischen Auflösungsfiguren dieselbe Lage im Spektrum einnimmt wie die unveränderte Linie. Im Verlaufe einer ziemlich eingehenden Untersuchung über die asymmetrische Auflösung, die manche Linien zeigen[2]), lehrten Versuche über das in Richtung der magnetischen Kraft emittierte Licht, daß eine Symmetrie nicht immer da vorhanden war, wo sie zu erwarten stand.

Das Interesse, welches die hier gefundene Anomalie beansprucht, legte die Frage nahe, ob die ursprüngliche Linie während der Magnetisierung verschoben wird. Der nachstehende Bericht bringt hinreichende Beweise für die Behauptung bei, daß dies der Fall ist. Die asymmetrische Lage der sehr schwachen Linie, die man zwischen den Komponenten des Dupletts der Linie 5791 Å.-E. beobachtet (siehe Abschnitt 8 meiner oben genannten Arbeit, S. 344), muß durch diese Verschiebung erklärt werden. Das theoretische Interesse, das dieser Gegenstand bietet, steht vermutlich in engstem Zusammenhange mit dem Vorhandensein von Koppelungen zwischen den parallel und den senkrecht zur Feldrichtung verlaufenden Schwingungen[3]).

2. Für die folgenden Erörterungen will ich hier noch einmal ganz kurz die Formeln zusammenfassen[1]), welche die Winkeldispersion und den Abstand zwischen den Bildern aufeinanderfolgender Ordnung einer und derselben Linie beim Michelsonschen Stufengitter angeben.

Bezeichnet λ die Wellenlänge des untersuchten Lichtes, μ den Brechungsexponenten, Θ den Beugungswinkel, t die Dicke der Glasplatten, s die Stufenbreite des Gitters, so ist bei senkrechtem Durchgang:

$$\frac{d\Theta}{d\lambda} = \frac{t}{s\cdot\lambda}\left((\mu-1)-\lambda\cdot\frac{d\mu}{d\lambda}\right). \qquad (1)$$

Ist A der Abstand zwischen den Bildern benachbarter Ordnung, so haben wir weiter:

$$A = \frac{\lambda^2}{t\left((\mu-1)-\lambda\cdot\frac{d\mu}{d\lambda}\right)}. \qquad (2)$$

3. Die einfachste Annahme, die man machen kann, ist die, daß von den betrachteten Linien nur die Linie 5791 Å.-E., die eine asymmetrische Auflösung zeigt, und nicht die Linie 5770 Å.-E. eine Verschiebung der Mittellinie aufweisen wird.

Um diese Annahme auf ihre Richtigkeit hin zu prüfen, wandte ich das Stufengitterspektroskop in einer solchen Weise an, daß verschiedene Linien gleichzeitig zum Vergleich gelangen konnten. Die gewöhnliche Verwendungsweise des Stufengitters gestattet nur, eine Linie zurzeit zu beobachten, oder wenigstens nur solche Linien gleichzeitig zu beobachten, die sich nur um einen kleinen Bruchteil einer Ångström-Einheit voneinander unterscheiden.

Man kann jedoch die Stufen des Gitters in eine horizontale Lage bringen, während der Spalt des Kollimators am Stufengitterspektroskop gleichfalls horizontal ist; diese Teile sind

1) Siehe aber 8. und 9.

2) Diese Zeitschr. **9**, 340, 1908.

3) Vgl. Voigt, Ann. d. Phys. (4) **24**, 195, 1907.

1) Michelson, Journ. de Phys. (3) **8**, 305, 1899. — Fürst B. Galitzin, Zur Theorie des Stufenspektroskops. Bull. de l'Acad. Imp. des Sciences St. Petersbourg 1905 (5) **23**. Nr. 1 und 2.

dann also um 90^0 gegen die gewöhnlich benutzte Stellung gedreht. Der Spalt des Hilfsspektroskops kann vertikal bleiben. Diese Anordnung entspricht im Prinzip der Newtonschen Methode der gekreuzten Prismen oder der Gehrckeschen Methode der „Interferenzpunkte" und hat den Vorzug, gleichzeitig das Verhalten verschiedener Linien zu zeigen. Jeder Spektrallinie entsprechen kleine horizontale Linien, deren Länge durch die Spaltbreite am Hilfsspektroskop bestimmt wird. Es hängt von der Stellung des Stufengitters ab, ob die Bilder zweier Ordnungen oder einer Ordnung einer Linie sichtbar werden.

Fig. 1[1]) stellt den Teil des Gesichtsfeldes dar, der die gelben Quecksilberlinien enthält. Die Linien a und b stellen die Bilder aufeinanderfolgender Ordnung der Linie 5770 Å.-E. dar, a' die einzige sichtbare Ordnung der Linie 5791 Å.-E. Dabei ist vorausgesetzt, daß die kleine mit Quecksilberdampf beschickte Vakuumröhre außerhalb des Feldes steht.

Während der Erregung des Magnetfeldes sieht man die bekannten Komponenten nach oben und nach unten wandern. Überdies muß sich jede etwaige Wellenlängenänderung der Linie 5791 Å.-E., da die andere Linie konstant bleibt, durch eine relative Verschiebung kundgeben, wie sie durch die Gleichungen (1) und (2) bestimmt wird.

Macht man zwei Negativaufnahmen möglichst schnell hintereinander, so kann man durch Ausmessung jede etwaige Lagenänderung der Linie a' ermitteln. Ich bemerkte eine geringe Verschiebung der Linie a' in eine Stellung a''.

4. Die nachstehende Tabelle I gibt die Ergebnisse der Messungen an Negativen wieder, die nach der im vorigen Abschnitt angegebenen Methode an verschiedenen Tagen und unter etwas verschiedenen Bedingungen aufgenommen worden waren.

Das benutzte Stufengitter habe ich bei früherer Gelegenheit beschrieben[2]). Es hat 30 Platten von 7,8 mm Dicke, und die Stufenbreite beträgt 1 mm.

Der Abstand der Linie a von der Linie b ist in Millimetern gemessen und als Entfernung $a-b$ bezeichnet. In derselben Weise sind die übrigen Entfernungen gemessen und bezeichnet. H gibt die Feldstärke in Gauß an.

Aus dieser Tabelle geht hervor, daß die Lage der Linie a' relativ zu a und b durch die Magnetisierung verändert wird, und daß diese Verschiebung mit der Feldstärke zunimmt.

Es ist jedoch nicht minder klar, daß die beobachtete Verschiebung nicht nur von einer Wellenlängenänderung der Linie 5791 Å.-E. herrührt, sondern von einer Übereinanderlage-

Tabelle I.

Nr. der Platte	Mit Feld Entfernung			H in Gauß	Ohne Feld Entfernung		
	$a-b$	$a-a'$	$b-a'$		$a-b$	$a-a'$	$b-a'$
135	1,215	0,896	0,319	7830	1,219	0,898	0,321
139	1,200	0,891	0,309	10920	1,208	0,898	0,310
140	1,214	0,882	0,332	8580	1,221	0,905	0,316
141	1,147	0,861	0,286	7700	1,150	0,867	0,283
142	1,140	0,849	0,291	7180	1,147	0,862	0,285
144	1,140	0,855	0,285	15120	1,145	0,872	0,273
146	1,136	0,819	0,307	20340	1,143	0,861	0,282
150	1,093	0,746	0,347	23470	1,116	0,818	0,298

rung von Änderungen der beiden beobachteten Linien. In der Tat ist die Entfernung $a-b$, d. h. der Abstand zwischen Bildern benachbarter Ordnung der Linie 5771 Å.-E. in der ersten Hälfte der Tabelle stets kleiner als in der zweiten. Wir dürfen aber nicht auf eine Wellenlängenänderung der Linie 5771 Å.-E. schließen. (Siehe § 10.)

5. Ordnen wir die in der Tabelle I mitgeteilten Beobachtungsergebnisse nach der Feldstärke, so sehen wir, daß die Entfernung $a'-a''$ sich mit wachsender magnetischer Intensität beträchtlich ändert. Die Verschiebung der Linie 5791 Å.-E. ist keine lineare Funktion der Feldstärke, sondern wächst schneller, als es nach dieser einfachen Beziehung der Fall sein würde. Es ist jedoch nicht möglich, ohne weitere Überlegung das Verschiebungsgesetz abzuleiten, weil der Abstand der Vergleichslinien nicht ungeändert bleibt. Das ist der Grund dafür, daß man etwas verschiedene Werte für $a'-a''$ erhält, wenn man sie einmal aus der Änderung $a-a'$, das andere Mal aus der Änderung von $b-a'$ berechnet.

Die Richtung der Verschiebung der Linie 5791 Å.-E. ist indessen leicht zu bestimmen. Sie ist nach dem roten Ende des Spektrums gerichtet. Eine Verschiebung nach der Seite wachsender Wellenlängen hin entspricht in Fig. 1 einer Verschiebung in der Richtung von a' gegen a'' hin. Die weniger brechbare Seite der Linie 5791 Å.-E. ist auf den Negativen leicht durch die Beobachtung der beiden schwachen weniger brechbaren Trabanten und des einen schwachen stärker brechbaren Trabanten zu unterscheiden[1]).

6. Die Verschiebung der Mittellinie des Tripletts läßt sich auch bei Verwendung eines Stufenspektroskops nach meiner Methode des ungleichförmigen Feldes[2]) nachweisen. Eine Krümmung der Mittellinie wird die unmittelbare Folge der Verschiebung sein. Bei An-

1) Die Figuren sind auf Tafel III vereinigt.
2) Zeeman, Proc. Amsterdam, 30. Nov. 1901.

1) Janicki, Feinere Zerlegung der Spektrallinien von Quecksilber usw. Inaug.-Diss., Halle a. S. 1905. — Ann. d. Phys. (4) **19**, 36, 1906.
2) Zeeman, Arch. Néerl. (2), **13**, 260, 1908. — Proc. Amsterdam, 30. Nov. 1907.

wendung eines Rowlandschen Gitters würde eine solche Krümmung nicht sichtbar sein, auch habe ich sie in diesem Falle nicht beobachtet.

Die Sichtbarkeit der Krümmung wird sehr erhöht werden, wenn man dafür Sorge trägt, daß in dem Bilde solche Punkte, die sehr verschiedenen Feldstärken entsprechen, nahe beieinander liegen. Um dies zu erreichen, entwarf ich auf den Spalt des Hilfsspektroskops ein elffach verkleinertes Bild der mit Quecksilber beschickten Vakuumröhre, die ins Feld gebracht worden war. Die dabei benutzte Linse war ein photographisches Objektiv von 10 cm Brennweite.

Fig. 2 gibt Negative, die sich auf die Linie 5791 Å.-E. bzw. auf die Linie 5770 Å.-E. beziehen, in etwas vergrößertem Maßstabe wieder. Die Mittellinie ist in zwei aufeinderfolgenden Ordnungen wiedergegeben. Dazwischen sieht man die übrigen Komponenten der Tripletts. Mit wachsender Feldstärke weichen die Komponenten mehr und mehr von ihrer zugehörigen Mittellinie ab. Im mittleren Teile des Gesichtsfeldes erreichen sie den größten Abstand.

Die auf der roten Seite liegende Komponente ist in den Figuren stets links von ihrer Mittellinie und im mittleren Teile konkav gegen diese; die zweite deutlich gekrümmte Linie ist die zu der anderen Ordnung gehörige Komponente auf der violetten Seite.

Die Krümmung der Mittellinie, deren Nachweis den Gegenstand des vorliegenden Versuchs bildet, ist in der Figur an der Linie 5791 Å.-E. unzweifelhaft sichtbar. Sie wird noch leichter sichtbar, wenn man die Linie mit einem geraden Papierstreifen vergleicht.

In der Figur für die Linie 5770 Å.-E. fehlt eine derartige Krümmung.

Die Asymmetrie der magnetischen Auflösung der Linie 5791 Å.-E. erhellt ohne weiteres aus der Tatsache, daß die äußere Komponente der einen Mittellinie näher kommt als der anderen.

Bezeichnen wir mit a_v und a_r die Abstände der Komponenten von ihren Mittellinien, so beträgt die Größe, die ich bei einer früheren Gelegenheit[1]) als den Betrag der Asymmetrie bezeichnet habe, $a_v - a_r$. Diese Differenz ist auch gleich der Differenz der Abstände der deutlich gekrümmten Linien von den nicht zugehörigen Mittellinien, gegen die sie konvex sind.

Die beiden Negative wurden bei derselben Feldstärke von rund 34000 Gauß aufgenommen.

Es entsteht nun die Frage, ob die Differenz $a_v - a_r$ gleich der doppelten Verschiebung der Mittellinie ist, oder nicht. Im ersteren Falle entsteht die Asymmetrie nur durch die Bewegung der Mittellinie nach der Seite der weniger brechbaren Wellen hin, während die äußeren Komponenten eine symmetrische Verschiebung gegen die unveränderte Linie erfahren haben. Den anderen, allgemeineren Fall würde man ohne Hypothese und ohne die Messungsergebnisse eher erwarten.

7. Um die Frage experimentell zu prüfen, habe ich auf demselben Negativ sowohl die im vorigen Abschnitt beschriebenen Figuren als auch die unveränderten Linien aufgenommen. Es zeigte sich indessen sehr bald, daß für die Linie 5791 Å.-E. nur bei den größten Feldstärken die Trennung der Mittellinien mit und ohne Feld groß genug war, um Messungen zu gestatten.

Ich verzichte deshalb auf die Mitteilung dieser Versuche. Nur eine Einzelheit an der mit Quecksilber beschickten Vakuumröhre, die bei all meinen Versuchen mit hohen Feldstärken benutzt wurde, mag vielleicht erwähnt werden. Diese Vakuumröhre hat die von Paschen angegebene Form und besitzt einen ziemlich weiten Kapillarteil. Der Teil der Kapillaren, der in das Magnetfeld gebracht wird, ist indessen ausgezogen. Nur auf dieser kurzen Strecke hat die Kapillare einen kleinen Durchmesser. Man kann nun den Luftschlitz des Elektromagnets beträchtlich verkleinern; zugleich ist der elektrische Widerstand der Vakuumröhre mäßig.

8. Die Messungen wurden folgendermaßen ausgeführt. Der Spalt des Hilfsspektroskops, welches die erste Zerlegung des Lichtes besorgte, wurde weit gemacht, um in dem Stufenspektroskop das Licht der beiden gelben Quecksilberlinien gleichzeitig zu erhalten. Die Stufen des Gitters wurden parallel zum Spalt des Hilfsspektroskops gestellt. Das auf den Spalt geworfene Bild der Vakuumröhre wurde nun so gewählt, daß nur Licht aus dem gleichförmigen Teile des Feldes zerlegt wurde. Durch einen passenden kleinen Schirm, der vor die photographische Platte gestellt wurde, konnte deren mittlerer Teil erst gegen magnetisch beeinflußtes Licht exponiert werden; danach wurden auf dem oberen und unteren Teile der Platte die unveränderten Linien aufgenommen. Die Aufnahmen bestätigten das im Abschnitt 5 gewonnene Ergebnis bezüglich der Verschiebung der Linie 5791 Å.-E. nach rot hin.

Was die Linie 5770 Å.-E. angeht, so ist die Größe und selbst die Existenz der Verschiebung einstweilen nicht ganz sicher. All diese Messungen habe ich indessen nicht weiter verfolgt, weil nach der Veröffentlichung des ersten Teiles dieser Arbeit[1]) und während meiner Messungen in der Nummer dieser Zeitschrift vom 1. April 1908 (**9**, 212) eine Mitteilung von Herrn Gmelin erschienen ist.

Herr Gmelin hat den vorliegenden Gegen-

1) Zeeman, Proc. Amsterdam, 30. Nov. 1907.

1) Zeeman, Proc. Amsterdam, 29. Febr. 1908.



stand unabhängig von meiner Arbeit und auf einem anderen Wege in Angriff genommen. Das außerordentlich große Auflösungsvermögen des von Herrn Gmelin benutzten Stufenspektroskops läßt anscheinend eine größere Genauigkeit der Messungen zu, als sie für mich erreichbar gewesen sein würde.

Schließlich sei noch bemerkt, daß, soweit die vorliegenden Ergebnisse die Frage zu entscheiden vermögen, die Beobachtung der Asymmetrie in einer Richtung parallel zu den Kraftlinien[1]), durch die ich zuerst auf diese Untersuchung geführt worden bin, die ich aber mit einigem Vorbehalt mitgeteilt habe, richtig gewesen sein muß.

B. Beobachtungen nach der Methode von Fabry und Perot.

Das Verschiebungsgesetz der Mittelkomponente eines Tripletts in einem Magnetfelde.

9. Die Ergebnisse, welche ich mit dem Michelsonschen Stufenspektroskop erhalten habe, lieferten den bündigen Beweis dafür, daß die Mittellinie mancher Tripletts verschoben wird. Die Tatsache dieser Verschiebung wurde gleichzeitig mit meinen Beobachtungen von Gmelin[2]) und von Jack[3]) nachgewiesen. Gmelin gab zuerst das Gesetz der Verschiebung für die Quecksilberlinie 5791 Å.-E. an. Danach ist die Änderung der betrachteten Wellenlänge proportional dem Quadrate der Magnetfeldstärke.

Im zweiten Teile einer früheren Arbeit über die magnetische Auflösung von Spektrallinien und die Magnetfeldstärke habe ich Messungen über die asymmetrische Auflösung der Quecksilberlinie 5791 Å.-E. mitgeteilt[4]). Unter der Voraussetzung, daß die Asymmetrie der Auflösung ganz und gar auf der Verschiebung der Mittellinie nach der roten Seite hin beruht, würde man aus den mitgeteilten Zahlen schließen, daß die Verschiebung nahezu proportional mit der Feldstärke wächst. Diese Untersuchung wurde mit einem Rowlandschen Gitter ausgeführt, und ihr Hauptzweck bestand in dem Nachweis des Vorkommens asymmetrischer Auflösung. In dieser Hinsicht hatte die Untersuchung Erfolg; ich glaube aber jetzt, daß ich damals die Genauigkeit der äußerst schwierigen Messungen über den Betrag der Asymmetrie überschätzt habe. In Feldern von der Größenordnung 20000 Gauß beträgt die Asymmetrie 0,035 Å.-E., während das benutzte Rowlandsche Gitter in der von mir gewählten ersten Ordnung die Auflösung solcher Linien gestattet, deren Wellenlängendifferenz 0,12 Å.-E. beträgt. Bei den erwähnten Feldstärken haben wir es demnach mit einer Größe zu tun, die bereits viermal kleiner ist als die Grenze, die uns das Auflösungsvermögen setzt.

Nur weil wir es bei der Bestimmung der Asymmetrie mit einer Differenz zwischen zwei Größen zu tun haben, die oberhalb der durch das Auflösungsvermögen gegebenen Grenzen liegen, kann von Messung die Rede sein.

Wenn wir indessen die äußersten Grenzen der angewandten Methode erreichen, so treten Fehlerquellen in den Vordergrund, die zum Teil von der Art und Weise herrühren, in der wir die Entfernung zweier benachbarter Linien schätzen, zum Teil mit Eigentümlichkeiten der Bilderzeugung durch Gitter zusammenhängen, die noch nicht ganz klargelegt sind.

Daher ist es zweifellos vorzuziehen, bei weiteren Untersuchungen über die Verschiebung der Mittellinie eine Methode anzuwenden, welche ein höheres Auflösungsvermögen gewährleistet. Gmelin hat bei seiner Untersuchung ein Michelsonsches Stufengitter benutzt und hat anscheinend durch systematisches Vorgehen bei der quantitativen Auswertung der Ergebnisse, die dieses Instrument lieferte, gute Erfolge erzielt. Seine Ergebnisse besitzen daher einen hohen Grad von Wahrscheinlichkeit und werden außerdem jetzt durch die Theorie gestützt, die Voigt[1]) zur Erklärung der großen asymmetrischen Auflösungen gegeben hat, eine Theorie, welche das Vorhandensein von Koppelungen zwischen den Elektronen annimmt.

10. Es schien mir indessen der Mühe wert, die Sache nach einer von dem Rowlandschen wie von dem Michelsonschen Apparat unabhängigen Methode zu untersuchen. Die Methode von Fabry und Perot erschien mir als die geeignetste. Der größere Teil der in diesem Paragraph mitgeteilten Messungen ist mit einem Etalon von 5 mm ausgeführt worden, das ich bereits bei einer früheren Gelegenheit benutzt hatte. Einige Bestimmungen wurden mit einem Etalon mit Distanzstücken aus *Invar* angestellt, wie dies Fabry und Perot vorgeschlagen haben, um die Temperaturabhängigkeit herabzumindern. Dieses Etalon war von Jobin für mich angefertigt worden.

Die Dicke der Luftschicht in diesem Etalon betrug nahezu 25 mm. Bei diesem Abstand und bei Verwendung des Lichtes der Quecksilberlinie 5790 Å.-E. im Magnetfelde nähert man sich schnell der Grenze der Methode. Die Genauigkeit der mit dem Etalon von 25 mm gewonnenen Ergebnisse ist daher in unserem Falle

1) Zeeman, New Observations etc., Proc. Amsterdam, 29. Febr. 1908, § 7; diese Zeitschr. **9**, 340, § 7.
2) Gmelin, diese Zeitschr. **9**, 212, 1908.
3) Jack, siehe Voigt, Magnetooptik, S. 178.
4) Zeeman, Proc. Amsterdam, Nov. 1907.

1) Voigt, Magnetooptik, S. 261.

kaum größer als die mit dem Apparat von 5 mm erreichbare.

Die Anordnung der Apparatur habe ich bei früherer Gelegenheit[1]) ausführlich genug beschrieben. Für den vorliegenden Zweck war es wünschenswert, ausschließlich die parallel zur magnetischen Kraft verlaufenden Schwingungen zu untersuchen. Deshalb wurde ein Kalkspatrhomboeder zwischen die Lichtquelle und die erste Linse eingeschaltet. Man erhält nun zwei Bilder der strahlenden Vakuumröhre dicht beieinander auf dem Etalon, von denen man das unerwünschte abschirmt. Es wurde eine Aufnahme mit erregtem Felde gemacht, und vor und nach dieser eine ohne Feld.

Außer dem inneren Ringe wurde immer auch der zweite Ring, in einigen Fällen auch noch der dritte und vierte gemessen und das Ergebnis für die Berechnung der Wellenlängen benutzt.

Die Formel für die Berechnung ist die von Fabry und Perot gegebene, die in unserem Falle noch merklich vereinfacht ist[2]).

In der nachstehenden Tabelle II teile ich die Ergebnisse für die Quecksilberlinie 5791 Å.-E. mit. Die erste Spalte enthält die Nummer des Versuches, die zweite die Bezeichnung des Spektrogramms; $\Delta\lambda_0$ ist die Wellenlängenänderung der mittleren Komponente. Die Feldstärken finden sich in der letzten Spalte. Ihre relativen Werte, die nur zur Aufstellung des Gesetzes, das die Verschiebung mit der Feldstärke verbindet, nötig sind, sind richtig. Diese Zahlen müssen für die Umrechnung auf Gauß um 1 bis 2 v. H. erhöht werden.

Tabelle II.

Versuchs-Nr.	Platten-Nr.	$\Delta\lambda_0$ in Å.-E.	H
1	208c	0,0085	12 700
2	209b	0,0088	12 700
3	211	0,0169	20 700
4	212c	0,0074	13 950
5	214c	0,0201	20 600
6	218b	0,0367	28 250
7	218d	0,0358	28 250
8	219b	0,0360	28 250
9	220b	0,0353	29 170
10	220d	0,0406	29 780

Die Versuche 4 und 5 sind mit dem Etalon von 25 mm ausgeführt worden, die übrigen mit dem Apparate von 5 mm. In Fig. 3 sind die Ergebnisse graphisch dargestellt. Die geringe Größe der Verschiebung geht aus der Bemerkung hervor, daß die äußeren Komponenten des Tripletts 5791 Å.-E. in einem Felde von 29 750 Gauß um 0,500 Å.-E. aus der ursprünglichen Lage verschoben sind. Die Ordinate 0,500 Å.-E. würde in der Figur eine Höhe von 75 cm einnehmen.

Die Ergebnisse 1, 2 und 4; 3 und 5; 6, 7, 8, 9, 10 wurden in der Weise vereinigt, daß ich einfach jedesmal jeder mittleren Verschiebung die mittlere Magnetfeldstärke zuordnete. Die drei auf diese Weise gewonnenen Hauptwerte sind in der Fig. 3 durch kleine Kreuze bezeichnet. Diese Punkte liegen mit dem Nullpunkt sehr annähernd auf einer Parabel.

Die Betrachtung der Figur oder eine einfache Rechnung läßt leicht erkennen, daß das quadratische Gesetz innerhalb der Beobachtungsfehlergrenzen betreffs der gemessenen Verschiebungen befolgt wird. Die Größe der Abweichung habe ich im Durchschnitt für jeden der zehn Punkte zu höchstens 0,002 bis 0,003 Å.-E. bestimmt.

Um zu zeigen, wie ich die Werte von $\Delta\lambda_0$ erhalten habe, will ich hier die Berechnung für einen Fall ausführlich mitteilen:

$$\lambda_m - \lambda_0 = \frac{\lambda_0}{8R^2}(x_0^2 - x_m^2),$$

$$\lambda_0 = 5791 \text{ Å.-E.},$$

$$H = 12\,700.$$

Etalon: $2d = 10$ mm, $R = 120$ mm.

x_0, x_m = Ringdurchmesser in mm.

x_0 ist das Mittel aus zwei Durchmessern an Platten, die vor und nach x_m aufgenommen sind.

Erster Ring:

$x_0 = 3{,}662 \quad x_0^2 = 13{,}410$

$x_m = 3{,}640 \quad x_m^2 = 13{,}250 \quad 0{,}160$

Zweiter Ring:

$x_0 = 2{,}608 \quad x_0^2 = 6{,}802$

$x_m = 2{,}573 \quad x_m^2 = 6{,}620 \quad 0{,}182$

(0,160 und 0,182 zusammen:) 0,171,

$$\Delta\lambda_0 = \frac{0{,}171\,\lambda_0}{8R^2} = 0{,}0086 \text{ Å.-E.}$$

An dem Triplett der Quecksilberlinie 5770 Å.-E. konnte ich keine Verschiebung der Mittellinie finden. In einem Felde von 28 250 Einheiten erhielt ich mit dem Etalon von 5 mm die folgenden Werte für die Ringdurchmesser:

Erster Ring	Zweiter Ring	
2,199	3,409	ohne Feld
2,193	3,408	mit Feld
2,199	3,394	ohne Feld.

Die Mittellinie von 5770 Å.-E. bleibt somit innerhalb der Versuchsfehlergrenzen genau an der Stelle der unveränderten Linie.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 22. Februar 1909.)

1) Zeeman, diese Zeitschr. 9, 209, 1908.
2) Diese Zeitschr. 9, 209 und 9, 340, 1908.

Über die Schwächung, welche ein System paralleler Glasplatten einer normal hindurchgehenden Lichtwelle erteilt.

Von Harald Lunelund.

Um eine Lichtwelle um einen geringen Betrag von genau angebbarer Größe zu schwächen, ist das bequemste Mittel die Einschaltung einer planparallelen Platte aus einer durchsichtigen Substanz oder eines Systems von solchen in ihren Weg. Die Schwächung wird dann nach den bekannten Fresnel-Neumannschen Formeln für die reflektierten und die gebrochenen Amplituden in einfacher Weise durch den Brechungsindex der Substanz ausgedrückt. Bei Anwendung dieser Methoden wird indessen (abgesehen von vollkommener Durchsichtigkeit) eine vollkommene Oberflächenpolitur vorausgesetzt, und es sind Anzeichen vorhanden, daß dergleichen in Wahrheit nicht erreichbar ist. In der Tat, wie sauber auch die Oberfläche gehalten wird, der Regel nach geht von ihr, wenn sie von sehr hellem Licht durchsetzt wird, eine merkliche diffuse Strahlung aus. Herr Prof. Voigt veranlaßte mich, zu untersuchen, ob diese Strahlung bei gewöhnlichem gutem Spiegelglas in einer merklichen Weise auf die durchgehende Intensität influiert, ob also gegen das oben genannte Mittel zur Erzielung genau bekannter Schwächungen von hier aus ein Bedenken zu erheben wäre. Die Resultate der bezüglichen Beobachtungen, welche in dem Göttinger physikalischen Institut durchgeführt sind, teile ich im folgenden mit.

Bekanntlich wird für eine Platte, wenn der einfallende Strahl die Intensität 1 hat und r und d die an der einzelnen Fläche reflektierte bzw. durchgehende Intensität bezeichnet, die reflektierte Gesamtintensität r_1 ausgedrückt durch

$$r_1 = r + d^2 r + d^2 r^3 + \cdots$$
$$= r + d^2 r(1 + r^2 + r^4 + \cdots) = r + \frac{d^2 r}{1 - r^2},$$

oder mit Rücksicht auf

$$r + d = 1$$

auch durch

$$r_1 = \frac{2r}{1 + r}.$$

Ebenso ergibt sich für die durchgehende Gesamtintensität

$$d_1 = d^2(1 + r^2 + r^4 + \cdots) = \frac{d^2}{1 - r^2} = \frac{1 - r}{1 + r}.$$

Für ein System von mehreren gleichen parallelen Platten erhält man die entsprechenden Formeln nach Fr. Neumann[1]) am einfachsten durch einen Schluß von n auf $n + 1$.

Es sei durch das System von n Platten von der einfallenden Intensität 1 der Betrag r_n reflektiert und d_n durchgelassen. Nach Hinzufügung der $n + 1$ten Platte ergibt sich für die reflektierte Gesamtintensität:

$$r_{n+1} = r_n + d_n^2 r_1 (1 + r_1 r_n + r_1^2 r_n^2 + \cdots)$$
$$= r_n + \frac{d_n^2 r_1}{1 - r_1 r_n},$$

oder mit Rücksicht auf $r_n + d_n = 1$

$$r_{n+1} = r_n + \frac{r_1 (1 - r_n)^2}{1 - r_1 r_n}. \quad (1)$$

Für das gesamte durchgehende Licht folgt ähnlich

$$\left.\begin{aligned} d_{n+1} &= d_1 d_n (1 + r_1 r_n + r_1^2 r_n^2 + \cdots) \\ &= \frac{d_1 d_n}{1 - r_1 r_n} = \frac{(1 - r_1)(1 - r_n)}{1 - r_1 r_n} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Da r_1 und d_1 bereits bekannt sind, erhält man durch sukzessive Anwendung obiger Formeln leicht:

$$r_n = \frac{2nr}{1 + (2n - 1)r}; \quad d_n = \frac{1 - r}{1 + (2n - 1)r}.$$

Nun wollen wir auch die Absorption berücksichtigen. Es sei ε das Absorptionsvermögen einer einzelnen Platte. Setzen wir die Schwächung beim Durchgang durch eine Platte $1 - \varepsilon = \alpha$, so ergeben sich für die reflektierte bzw. durchgehende Gesamtintensität bei einer Platte folgende Ausdrücke:

$$r_1' = r + r d^2 \alpha^2 + r^3 d^2 \alpha^4 + \cdots$$
$$= r\{1 + d^2\alpha^2(1 + \alpha^2 r^2 + \alpha^4 r^4 + \cdots)$$
$$= r\left(1 + \frac{d^2\alpha^2}{1 - \alpha^2 r^2}\right) = r\left(1 + \frac{\alpha^2(1 - r)^2}{1 - \alpha^2 r^2}\right),$$

$$d_1' = d^2\alpha + d^2 r^2 \alpha^3 + d^2 r^4 \alpha^5 + \cdots$$
$$= d^2\alpha(1 + r^2\alpha^2 + r^4\alpha^4 + \cdots)$$
$$= \frac{d^2\alpha}{1 - \alpha^2 r^2} = \frac{\alpha(1 - r)^2}{1 - \alpha^2 r^2}.$$

Durch einen Schluß von n auf $n + 1$ Platten findet man wie oben:

$$\left.\begin{aligned} r_{n+1}' &= r_n' + d_n'^2 r_1'(1 + r_1' r_n' + r_1'^2 r_n'^2 + \cdots) \\ &= r_n' + \frac{d_n'^2 r_1'}{1 - r_1' r_n'}, \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

$$\left.\begin{aligned} d_{n+1}' &= d_1' d_n'(1 + r_1' r_n' + r_1'^2 r_n'^2 + \cdots) \\ &= \frac{d_1' d_n'}{1 - r_1' r_n'}. \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Die experimentelle Prüfung dieser Formeln kann z. B. so ausgeführt werden, daß vor einer Lichtquelle eine gewisse Anzahl mittels Kanadabalsams zusammengekitteter und hierdurch auch optisch verbundener Glasplatten aufgestellt werden und vor einer anderen Lichtquelle dieselbe Anzahl ebensolcher einzelner (z. B. am Rande durch Stanniolstreifen getrennter) Platten. Die Intensitäten lassen sich dann mittels eines Photometers beobachten.

Hierbei wirken die n zusammengekitteten Platten wie eine einfache Platte von der n-fachen

1) Franz Neumann, Vorlesungen über theoretische Optik. 1885.

Absorption, wogegen das Licht bei den getrennten Platten durch die mehrmalige Reflexion geschwächt wird.

Gebe die Lampe 1 in der Entfernung a_1 die Intensität $\frac{J_1}{a_1^2}$ und die Lampe 2 in derselben Entfernung die Intensität $\frac{J_2}{a_1^2}$ und sei Gleichheit für die Entfernungen a_{10}, a_{20}, so gilt

$$\frac{J_1}{a_{10}^2} = \frac{J_2}{a_{20}^2}.$$

Nun seien die Schwächungen d_1 und d_2 eingeschaltet und Gleichheit der Intensitäten in den Entfernungen a_1, a_2, so gilt

$$\frac{J_1 d_1}{a_1^2} = \frac{J_2 d_2}{a_2^2},$$

daher

$$\frac{d_1 a_{10}^2}{a_1^2} = \frac{d_2 a_{20}^2}{a_2^2} \quad \text{oder} \quad \frac{d_1}{d_2} = \frac{a_1^2}{a_{10}^2} \cdot \frac{a_{20}^2}{a_2^2}, \tag{5}$$

woraus $d_1 : d_2$ berechnet werden kann.

Nach den Formeln (1) und (2) ergeben sich, wenn das Licht einerseits 2, 3, 4 ... gleiche zusammengekittete Platten, andererseits jedesmal ebenso viele getrennte Platten durchsetzt, folgende Ausdrücke für die Verhältnisse der durchgehenden Intensitäten $d_{kn} : d_n$, worin der Index k die verkitteten Platten angibt:

$$\frac{d_{k2}}{d_2} = \frac{1 + 3r}{1 + r},$$
$$\frac{d_{k3}}{d_3} = \frac{1 + 5r}{1 + r},$$
$$\cdots\cdots$$
$$\frac{d_{kn}}{d_n} = \frac{1 + (2n - 1)r}{1 + r}.$$

Berücksichtigt man aber die Absorption und vernachlässigt ε^2 und $r^3\varepsilon$ gegen 1, was gestattet ist, da ε sehr klein und r bei senkrechtem Einfall ungefähr $\frac{1}{25}$ ist, so geben die Formeln (3) u. (4)

$$\frac{d_{k2}'}{d_2'} = \frac{1 + 3r}{1 + r} + 8r^2\varepsilon,$$
$$\frac{d_{k3}'}{d_3'} = \frac{1 + 5r}{1 + r} + 32r^2\varepsilon,$$
$$\frac{d_{k4}'}{d_4'} = \frac{1 + 7r}{1 + r} + 80r^2\varepsilon,$$
$$\cdots\cdots\cdots$$
$$\frac{d_{kn}'}{d_n'} = \frac{1 + (2n - 1)r}{1 + r} + \frac{4n}{3}(n^2 - 1)r^2\varepsilon, \tag{6}$$

worin n die Anzahl der Platten bedeutet.

Für r gilt bei senkrecht einfallendem Licht $r = \left(\frac{n_0 - 1}{n_0 + 1}\right)^2$, worin n_0 den Brechungsindex des Glases bedeutet.

ε kann mittels des Photometers bestimmt werden.

Haben wir nämlich einerseits eine einzige Platte, andererseits einen aus n-Platten zusammengekitteten Satz, so ergibt sich aus der Formel (4)

$$\frac{d_1'}{d_{kn}'} = 1 + \frac{(n - 1)\varepsilon(1 + r^2)}{1 - r^2}. \tag{7}$$

Früher (Gleichung (5)) wurde abgeleitet

$$\frac{d_1}{d_{kn}} = \frac{a_1^2}{a_{10}^2} \cdot \frac{a_{20}^2}{a_2^2},$$

woraus, da das Verhältnis $d_1 : d_{kn}$ wenig von eins verschieden ist, d. h.

$$a_1 = a_{10} + v$$
$$a_2 = a_{20} - v,$$

$$\frac{d_1'}{d_{kn}'} = \frac{\left(1 + \frac{v}{a_{10}}\right)^2}{\left(1 - \frac{v}{a_{20}}\right)^2} = 1 + 2v\left(\frac{1}{a_{10}} + \frac{1}{a_{20}}\right),$$

somit

$$\frac{d_1' - d_{kn}'}{d_{kn}'} = 2v\left(\frac{1}{a_{10}} + \frac{1}{a_{20}}\right).$$

Nach Formel (7) ist also direkt

$$\varepsilon \cdot (n - 1)\frac{(1 + r)^2}{1 - r^2} = 2v\left(\frac{1}{a_{10}} + \frac{1}{a_{20}}\right).$$

Als mittlerer Brechungsindex wurde derjenige von Na-Licht angenommen und mittels des Totalreflektometers bestimmt. Es ergab sich $n = 1{,}516$.

Als Lichtquellen dienten im obigen Falle zwei hintereinander geschaltete Nernstlampen, die auf eine optische Bank in etwa 4 m Abstand aufgestellt waren.

Für ε wurde dann gemäß obiger Formel der Wert 0,0044 gefunden. Die Dicke einer Platte betrug 1,2 mm.

Die photometrischen Messungen bezogen sich auf die Verhältnisse der durchgehenden Intensitäten bei 6, 8, 10, 12, 14, 16 verkitteten bzw. getrennten Spiegelglasplatten. Bei jedem Versuche befand sich rechts und links vom Photometer dieselbe Anzahl von Platten.

Die unten angegebenen Werte von $\frac{d_{k6}'}{d_6'}$ usw. sind im allgemeinen die Mittel aus 8 Bestimmungen, bei 16 Platten jedoch nur aus 4 Bestimmungen. Für jede einzelne Bestimmung wurden 10 Einstellungen des Photometers gemacht und der Mittelwert genommen. Die Genauigkeit der einzelnen Photometereinstellung betrug $\pm$ 1 bis $\pm$ 2 mm, d. h. $\pm$ 0,004 bis $\pm$ 0,009.

Aus den beobachteten Werten $\frac{d_{kn}'}{d_n'}$ wurde durch Subtraktion von $\frac{4n}{3}(n^2 - 1)r^2\varepsilon$ gemäß Formel (6) der Wert für $\frac{d_{kn}}{d_n} = \frac{1 + (2n - 1)r}{1 + r}$ erhalten. Zum Vergleich wurde der letztgenannte Wert auch direkt berechnet.

	$\frac{d'_{kn}}{d'_n}$ beob.		$\frac{d_{kn}}{d_n}$ ber. aus $\frac{d'_{kn}}{d'_n}$	direkt berechn.	Diff.
$\frac{d'_{k6}}{d'_6}$	1,4165	$\frac{d_{k6}}{d_6}$	1,4143	1,4041	+0,0102
$\frac{d'_{k8}}{d'_8}$	1,5738	$\frac{d_{k8}}{d_8}$	1,5685	1,5656	+0,0029
$\frac{d'_{k10}}{d'_{10}}$	1,7315	$\frac{d_{k10}}{d_{10}}$	1,7211	1,7272	−0,0061
$\frac{d'_{k12}}{d'_{12}}$	1,9012	$\frac{d_{k12}}{d_{12}}$	1,8839	1,8888	−0,0055
$\frac{d'_{k14}}{d'_{14}}$	2,0797	$\frac{d_{k14}}{d_{14}}$	2,0511	2,0504	+0,0007
$\frac{d'_{k16}}{d'_{16}}$	2,2550	$\frac{d_{k16}}{d_{16}}$	2,2123	2,2119	+0,0004

Die Übereinstimmung zwischen der Beobachtung und der Berechnung ist außerordentlich gut, namentlich bei den letzten Zahlen, bei denen sich die durch Übung gesteigerte Sicherheit der Einstellung geltend macht. Die Untersuchung ergibt also, daß das Verfahren, reflektierende Platten zur Erzeugung einer im voraus bestimmbaren Abschwächung einer Lichtwelle zu benutzen, eine große Zuverlässigkeit besitzt.

Göttingen, im Februar 1909.

(Eingegangen 2. März 1909.)

Zum gegenwärtigen Stand des Strahlungsproblems.

(Erwiderung auf den Aufsatz des Herrn A. Einstein.)

Von W. Ritz.

Herr Einstein ist der Ansicht[1]), daß die von mir[2]) betonte Vielfältigkeit der Integrale der Differentialgleichung

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} - \Delta f = \varphi(x \cdot y \cdot z \cdot t)$$

(c = Lichtgeschwindigkeit) nicht besteht, wenigstens nicht in dem Sinne, daß die partikulären Integrale

$$f_1 = \frac{1}{4\pi}\int \frac{\varphi\left(x' y' z' t - \frac{r}{c}\right)}{r} dx' dy' dz'$$

$$f_2 = \frac{1}{4\pi}\int \frac{\varphi\left(x' y' z' t + \frac{r}{c}\right)}{r} dx' dy' dz',$$

endlich

$$f_3 = a_1 f_1 + a_2 f_2 \qquad (a_1 + a_2 = 1)$$

nicht denselben Vorgängen entsprechen. Vielmehr komme der erste Ansatz darauf hinaus, daß man das Feld in $(xyzt)$ berechne aus gewissen früheren Zuständen, der zweite aus späteren, so daß die Wahl zwischen f_1 und f_2 die Art der Berechnung, nicht das Wesen des Vorgangs berühre. Diese Ansicht ist durchaus unhaltbar. Wenn auf einem Körper A zur Zeit t ein mit Strahlung verbundener, sehr kurze Zeit dauernder Vorgang stattfindet, so wird auf die Elektronen eines in größerer Entfernung r befindlichen Körpers B bei der Annahme von f_1 ein Impuls wirken zur Zeit $t + \frac{r}{c}$; bei der Annahme von f_2 ein solcher zur Zeit $t - \frac{r}{c}$ (bevor der Vorgang auf A stattgefunden hat!); bei Annahme von f_3 dagegen ergeben sich für B zwei Impulse, zu den Zeiten $t - \frac{r}{c}$ und $t + \frac{r}{c}$. Der letztere Vorgang ist also wesentlich verschieden von den beiden anderen, und auch diese sind in allgemeineren Fällen durch Umkehrung des Vorzeichens der Zeit nicht miteinander zur Deckung zu bringen. Um eine andere Art der Berechnung handelt es sich hier nicht, sondern um einen ganz anderen Vorgang.

Bei einem endlich begrenzten Raume, meint ferner Herr Einstein, könne man sowohl die Vorgänge durch f_1 wie durch f_2 darstellen. Dem ist nicht so. Nach bekannten Sätzen kommt zu dem über die elektrischen Dichten oder Strömungen erstreckten Integral (f_1 oder f_2) ein Oberflächenintegral hinzu, welches von denselben nicht abhängt. In dieser Form kann man sowohl frühere Zeiten als auch spätere Zeiten zur Berechnung des Feldes heranziehen. Aber die Lorentzsche Annahme besteht eben darin, daß bei der Anwendung von f_1 und Voraussetzung größer Räume das Oberflächenintegral wegfällt, woraus folgt, daß es dann bei Anwendung von f_2 bei demselben Vorgang im allgemeinen nicht verschwindet.

Aber neben diesen Integralen f_1, f_2, f_3 bestehen noch eine unendliche Anzahl anderer, und es ist ganz unstatthaft, zunächst überhaupt, wie Herr Einstein es tut, von emittierten und absorbierten Feldern zu reden. Wäre es erst gelungen, aus dieser Mannigfaltigkeit von Lösungen durch irgendeine neue Annahme f_1, f_2 und f_3 als allein in Betracht kommend herauszuschälen, so ist es nicht mehr schwer, durch Bedingungen über die Richtung des Strahlungsvektors im Unendlichen, f_1 als einziges Integral zu bestimmen. Es handelt sich aber hier um eine viel schwierigere Frage,

1) Diese Zeitschr. 10, 185, 1909.
2) Diese Zeitschr. 9, 903, 1908.

und alles was bisher zu ihrer Lösung beigebracht wurde, muß als unhaltbar zurückgewiesen werden, wie ich an anderer Stelle[1]) eingehend erörtert habe.

Herr Einstein wirft ferner der mit retardierten Kräften operierenden Theorie vor, sie könne den Zustand (Energie und Bewegungsgröße) eines Systems nur unter Hinzuziehung früherer Zustände des Systems beschreiben, während die partiellen Differentialgleichungen den Momentanzustand geben. Aber die Frage ist, ob dieser Momentanzustand mit den Formeln der retardierten Potentiale übereinstimmt oder nicht. Im ersteren Falle sagt die eine Darstellung tatsächlich genau dasselbe aus wie die andere, in etwas abweichender Form; im zweiten Fall dagegen ist der Vorgang ein solcher, der tatsächlich nie beobachtet wurde. Ist es gelungen, die Tatsache, daß eine Lösung, die sich nicht aus den retardierten Potentialen ableiten läßt, nie beobachtet wurde, in voller Allgemeinheit vermittelst annehmbarer Zusatzhypothesen aus den partiellen Differentialgleichungen streng abzuleiten, so wird die Schwierigkeit behoben sein. Bis dahin erblicke ich vielmehr in der Tatsache, daß die retardierten Kräfte die einzigen wahren Integrale der Gleichungen sind [(gegen den kalten Weltraum)], und daß in großer Entfernung infolgedessen die Energie stets nach außen hin oder wenigstens nie nach innen strömt, die Wurzel der Irreversibilität und des zweiten Hauptsatzes. Daß man durch Ersatz des Bildes „Äther" durch gewisse energetische Vorstellungen die besprochenen und manche anderen Schwierigkeiten vermeiden kann, soll an dieser Stelle nicht ausgeführt werden.

Ich muß daher meinen Schluß aufrecht erhalten, daß, solange man zu f_1 noch irgendein willkürliches Integral der Differentialgleichung

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 f}{t^2} - \Delta f = 0$$

hinzufügen darf, notwendig (auch wenn man auf beschränkte Räume und vollkommene Spiegel verzichtet) eine der Erfahrung widersprechende Strahlungsformel nach der Methode Jeans-Lorentz sich ergeben wird; daß aber bei Voraussetzung retardierter Potentiale jene Methode deswegen unzulässig ist, weil sie mit einer unendlichen Anzahl Elektronen (und einem vollkommenen Spiegel) operiert.

1) W. Ritz, Annales de chim. et de phys. février 1908.

Göttingen, Februar 1909.

(Eingegangen 24. Februar 1909.)

Experimenteller Nachweis der Abhängigkeit der Schwingungsdauer eines Pendels von der Beschleunigung[1]).

Von Otto Krüger.

Das Machsche Pendel, das durch ein Gelenk aus seiner Schwingungsebene herausgedreht werden kann, zeigt in einfachster Weise die Abhängigkeit der Schwingungsdauer von der vertikalen Richtung. Die von der Theorie geforderte Abhängigkeit von der Beschleunigung läßt sich damit aber nicht nachweisen. Um diesen Nachweis zu führen, habe ich folgenden Apparat gebaut.

An dem einen Ende des Fadens, der auf dem Laufrade einer Atwoodschen Fallmaschine läuft, hängt ein Messingwagen, an dem das Pendel, eine Messingstange mit einer Bleikugel, hängt. Eine Schraube an der mit Schraubenwindungen versehenen Stange ermöglicht es, die Länge des Pendels beliebig zu verändern. An dem anderen Ende des Fadens hängt ein mit dem Pendelapparat auf der Wagschale genau ausgeglichenes Gegengewicht, so daß Gleichgewicht herrscht. Brächten wir das Pendel jetzt zum Schwingen, so würde es auf den Wagen Seitenkräfte ausüben, die ihn zum Mitschwingen veranlassen würden, wodurch natürlich die Schwingungszeit des Pendels verändert würde[2]). Es muß also das Mitschwingen des Wagens verhindert werden. Zu diesem Zwecke sind an der Fallmaschine zwei vertikale, straff gespannte Messingdrähte angebracht, deren Entfernung voneinander gleich der Breite des Wagens ist. In diesen Drähten läuft der Wagen,

1) Mitteilungen aus den Demonstrationsübungen von Prof. Schreber, Greifswald.

2) Vergl. Dinglers Polytechnisches Journal. Bd. 323, Heft 6. Prof. Schreber, Beanspruchung des Glockenturmes durch die Seitenkräfte der schwingenden Glocke.

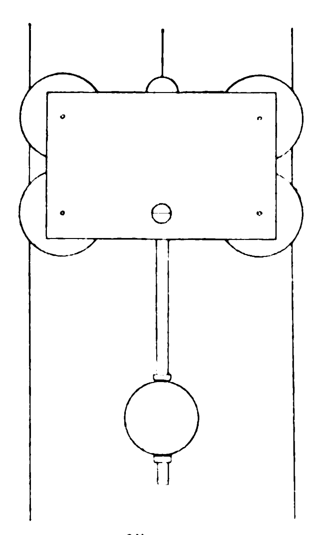


Fig. 1.

Fig. 3.

der zu diesem Zwecke mit zwei drehbaren, genuteten Messingrollen versehen ist (Fig. 1).

Um dem Pendel nun eine gewünschte Eigenbeschleunigung zu geben, wird entweder der Wagen oder das Gegengewicht mit einem bestimmten Gewicht belastet, das das Pendel entweder nach unten oder nach oben treibt. Um den Stoß beim Anschlagen an das obere oder untere Ende der Fallmaschine möglichst zu mildern, läuft der Wagen oben in eine aus zwei starken Stahlfedern von der Form)(bestehende Bremsvorrichtung, während beim Hinunterfallen eine zu diesem Zwecke an dem Gegengewicht angebrachte große Schraubenfeder das Bremsen besorgt.

Um nun die Schwingungszeiten des Pendels bei verschiedener Beschleunigung zu vergleichen, müssen wir die Bewegungen desselben fixieren. Zu diesem Zwecke lassen wir das Pendel seine Bewegungen selber aufzeichnen. Die Bleikugel ist deshalb mit einem Pinsel versehen, dem durch eine Kapillare fortwährend Tinte zugeführt wird (Fig. 2). Steigt oder fällt das Pendel

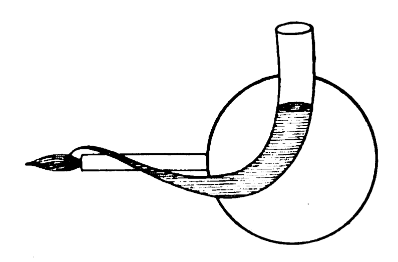


Fig. 2.

nun, so schreibt der Pinsel an einem an der Fallmaschine befestigten Papierstreifen eine Kurve auf, aus deren Größenverhältnissen wir die erforderlichen Werte für unsern Versuch entnehmen können. (Als Streifen wurden die in den Kontrollkassen befindlichen Papierrollen verwendet.) Lassen wir das Pendel einmal mit einer bestimmten Beschleunigung a, die in Sekunden zu messen ist, abwärts laufen und dann mit derselben Beschleunigung aufwärts, so sind nach dem d'Alembertschen Prinzip

$$T_1 = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g-a}} \quad \text{und} \quad T_2 = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g+a}}$$

die beiden betreffenden Formeln für die Schwingungszeit. Es ist also

$$\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{g+a}{g-a} = 1 + 2\frac{a}{g}.$$

Dieses Verhältnis können wir nun aus der Gestalt der Kurven experimentell berechnen.

Die Kurven, die wir erhalten, haben die Form wie in Fig. 3 (eine Aufwärts- und eine Abwärtsbewegung). Numerieren wir die Maxima der Kurve fortlaufend rechts und links, so stellt uns der Abstand von zwei aufeinander folgenden geraden oder ungeraden Zahlen die Weglänge dar, die das Pendel zwischen zwei aufeinander folgenden Zeiteinheiten zurückgelegt hat. Diese Zeiteinheit ist aber, wie ersichtlich, die Schwingungszeit des Pendels. Nun verhalten sich solche aufeinander folgenden Weglängen nach den Fallgesetzen wie die ungeraden Zahlen. Dividieren wir nun $(s_2 - s_0)$, $(s_4 - s_2)$ usw. (wo s_n der Abstand des $n$ten Maximums vom Anfang bedeute) durch die ungeraden oder auch $(s_3 - s_1)$, $(s_5 - s_3)$ usw. durch die geraden Zahlen, so müssen wir stets dieselbe Zahl bekommen nämlich $\frac{a_1}{2}$ bzw. $\frac{a_2}{2}$ wo a_1 der Wert der Fallbeschleunigung gemessen mit der Zeiteinheit T_1 und a_2 derselbe Wert gemessen mit T_2 ist. Es ist also

$$s = \frac{a_1}{2} n_1^2 = \frac{a_2}{2} n_2^2 = \frac{a}{2} n^2,$$

wo n_1 die Anzahl der Zeiteinheiten T_1, n_2 die von T_2 und n die Zahl der Sekunden ist. Demnach

$$a_1 : a_2 = n_2^2 : n_1^2.$$

Nun ist aber $n_1 T_1 = n_2 T_2 = n$. Also

$$\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{n_2^2}{n_1^2} = \frac{a_1}{a_2}.$$

Wir finden also durch Messung bei unserm Versuch ebenfalls das Verhältnis $\frac{T_1^2}{T_2^2}$.

Beispiel.

Benutzt wird ein Übergewicht von 50 gr, das dem Apparat eine Beschleunigung von 25,5 cm/sec^2 nach oben und nach unten erteilt, was mit Hilfe einer Stechuhr beobachtet wurde. Es ist also:

$$\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{981 + 25{,}5}{981 - 25{,}5} = 1{,}053.$$

Aus den Kurven lasen wir die in folgender Tabelle gegebenen Werte ab, wenn

n die Zahl der Pendelschwingungen,

s_n der zugehörigen Fallstrecke und zwar

$s_n \downarrow$ Bewegung abwärts,
$s_n \uparrow$ Bewegung aufwärts,
$\frac{a_1}{2}$ bzw. $\frac{a_2}{2}$ die nach der Formel

$$\frac{s_n - s_{n-2}}{n} = \frac{a_1}{2}$$

berechnete Beschleunigung ist.

1. Beobachtung.

n	$s_n \downarrow$	$\frac{a_1}{2}$	$s_n \uparrow$	$\frac{a_2}{2}$
1	3,7	—	3,4	—
2	6,7	3,35	6,8	3,40
3	9,9	3,30	9,9	3,30
4	13,3	3,33	12,9	3,22
5	17,4	3,48	16,2	3,24
6	21,3	3,55	19,4	3,23
7	23,9	3,41	22,1	3,16
8	27,0	3,38	26,9	3,36
9	31,6	3,51	29,8	3,31
10	35,8	3,58	32,8	3,28
11	38,6	3,51	37,2	3,38
12	43,6	3,63	38,5	3,21
13	45,3	3,48	42,9	3,30
14	47,4	3,39	46,1	3,30

2. Beobachtung.

n	$s_n \downarrow$	$\frac{a_1}{2}$	$s_n \uparrow$	$\frac{a_2}{2}$
1	3,6	—	3,4	—
2	6,6	3,30	6,6	3,30
3	10,0	3,33	9,6	3,20
4	13,5	3,38	12,7	3,18
5	16,9	3,38	16,0	3,20
6	21,0	3,50	19,1	3,18
7	24,4	3,49	22,4	3,20
8	26,7	3,34	25,8	3,23
9	30,8	3,42	29,0	3,22
10	35,5	3,55	33,0	3,30
11	38,7	3,52	35,7	3,25
12	42,1	3,51	38,8	3,23
13	45,2	3,48	42,7	3,28
14	46,9	3,35	46,6	3,33

Das Mittel aus $\frac{a_1}{2}$ in der ersten Beobachtung ist 3,641, das von $\frac{a_2}{2} = 3,284$, also

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{3,461}{3,284} = 1,054.$$

Aus der zweiten Beobachtung ergibt sich

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{3,420}{3,239} = 1,056.$$

Das Mittel aus beiden beträgt 1,055. Die Abweichung von dem theoretisch berechneten Wert ist also 2 ‰. Die kleinen Fehlerquellen erklären sich daraus, daß die Reibung bei dem Apparat nicht konstant ist, sondern im allgemeinen mit der Beschleunigung wächst.

(Eingegangen 6. Februar 1909.)

Mitteilungen aus dem physikalisch-mechanischen Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn in München.

No. 8[1]). M. Edelmann jun., Photographischer Registrierapparat für physikalische Zwecke mit variabler Registrierlänge und Geschwindigkeit.

Bei sehr vielen physikalischen Arbeiten, z. B. bei solchen mit Saitengalvanometern, Saitenelektrometern, Oszillographen, Stimmgabeln etc. hat sich das Bedürfnis herausgestellt, eventuell längere Zeit ununterbrochen oder auch mit Unterbrechung unabhängig von jedem Laden des Registrierapparates mit lichtempfindlichem Materiale möglichst rasch hintereinander registrieren zu können. Während nun die bisherigen Apparate immer mit einer ganz bestimmten und meist nach oben und unten begrenzten Länge des Registriermaterials arbeiteten, ist der neue Apparat imstande, 75 m Papier oder Film aufzunehmen; die Registrierung selbst kann in jedem beliebigen Momente begonnen und unterbrochen werden. Ein ganz eminenter Vorteil aber gegenüber anderen Apparaten ist, daß man nicht nach jeder Aufnahme Papier einzuziehen braucht, sondern ohne weiteres eine Aufnahme nach der anderen machen kann, wobei jede Aufnahme durch eine Ziffer in unten angegebener Weise bezeichnet wird.

Beschreibung des Apparates.

Wie Abbildung 1 zeigt, baut sich der Apparat auf einem festen vierfüßigen Tisch T aus Eichenholz auf. Soll der Apparat verschiedenen Zwecken dienen, dann empfiehlt sich, den Spalt in seiner Höhenlage variabel zu machen. Dies wird gemäß Figur 1 mit Kurbel K, Trieb und Zahnstange bewerkstelligt. Häufig wird man es jedoch mit einer gegebenen Höhenlage des Galvanometers etc. zu tun haben bezw. dieselbe nach der Höhe des Registrierspaltes einrichten können, wodurch die Höhenverstellung am Registrierapparat in Wegfall kommt und derselbe infolgedessen etwas einfacher wird. Das Instrument steht auf drei Kugelrollen und wird an seinem definitiven Platze durch die Vorrichtung A bei Abwärtsbewegung des Hebels h fixiert. Auf der unteren Platte ist der Elektromotor mit Filzunterlage montiert. Vorgelege V des Motors mit Stufenscheibe s_1 besorgt den Antrieb des Apparates. Die Papier- bezw. Registriergeschwindigkeit kann vermittels der Stufenscheiben s_1, s_2, s_3 u. s_4, sowie dem Regulierwiderstande R des Motors innerhalb sehr weiter Grenzen (z. B. von ca. 12—3000 Millimeter pro Sekunde) variiert werden. Bei Anbringung anderer Stufenscheiben läßt sich natürlich auch jedes andere Tempo herstellen.

1) No. 7: diese Zeitschr. 7, 510, 1906.

Um die Schnüre leicht wechseln bezw. nach dem Wechseln ihrer Lage auf den jeweiligen Stufenscheiben bequem wieder spannen zu können, ist der Elektromotor in seiner Höhenlage verstellbar und durch Schraube *M* festzuklemmen, während s_2 und s_3 mit ihrem Lager um einen Punkt halbkreisförmig drehbar und durch Kreissektor *N* und Schraube *O* festzu-

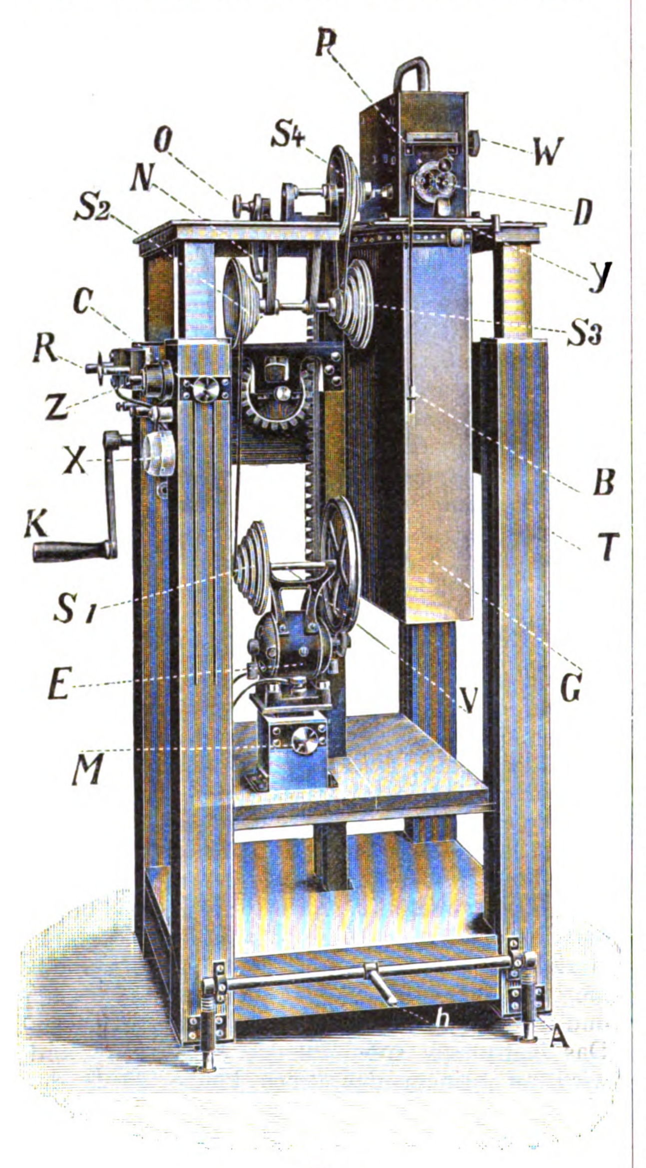


Fig. 1.

stellen sind. Von s_4 aus wird das Papier angetrieben unter Zwischenschaltung einer leicht ausrückbaren Kupplung. Man kann behufs Einziehens einer neuen Papierrolle den ganzen Papierkasten *P* vom Tische entfernen und in die Dunkelkammer verbringen.

Fig. 2 zeigt diesen Papierkasten im Durchschnitt und sei zunächst erklärt. Lichtdicht abgeschlossen im Kasten *T*, dessen oberer, vorderer und hinterer Deckel nach Entfernung einer kleinen Randerierschraube herausgezogen werden können, sitzt auf einer dicken Achse *O* zwischen abnehmbaren Messingscheiben die lichtempfindliche Papierrolle selbst. Damit sich das Papier nicht von selbst aufrollen kann und andererseits dasselbe bei seinem ganzen Wege durch den Apparat immer straff gespannt bleibt, drückt von unten her eine Feder *S* auf seine oberste Lage. Die Rolle *J* nun, welche mit Gummi belegt ist, wird von der Stufenscheibe s_4 (Fig. 1) angetrieben, während eine andere Rolle *H* durch Zug der Feder *N* das Papier während der Registrierung an dieselbe herandrückt, so daß es bei Drehung von *J* weiter befördert wird. Nach dem Ablaufen von *O* geht das Papier über eine Rolle *L*, durch eine Papierführung *M*, über eine weitere Rolle *K*. Vor der Papierführung *M* sitzt ein Verschluß, vor diesem der Spalt *C*, vor diesem eine Zylinderlinse *B* und endlich vor dieser eine Glasteilung *A* mit vertikalen Strichen, welches die Längslinien auf der Kurve schreibt. Über dem Spalte ist eine weiße Zelluloidskala angebracht, auf welcher man vor der Aufnahme das registrierende Licht- oder Schattenbild beobachtet und scharf einstellt. Zur Zeitmarkierung dient meist ein Chronometer nach Jaquet mit Fünftelsekunden-Markierung, eine Stimmgabel oder sonst ein Zeitsignal. Außen am Kasten *T* befindet sich, in Figur 1 bei *W* sichtbar, eine randerierte Schraube mit Zeiger. Dieser weist auf einem weißen Zelluloidsegment auf die Bezeichnungen „Ruhe" oder „Lauf". Will man registrieren, dann dreht man dieses Randerier *W* auf „Lauf", das Papier fängt an zu laufen und der Verschluß öffnet sich. Das exponierte Papier läuft in einen großen lichtdichten Blechkasten *G*, kann je nach Belieben mit dem Messer *E* abgeschnitten werden, während der Kasten *G* dann durch den Schieber *F* abgeschlossen wird. Der Kasten *G* kann nach Herausdrehen der Lamelle *Y* aus dem Apparate herausgezogen und in die Dunkelkammer verbracht werden. Zur ziffernmäßigen Bezeichnung dient ein Momentverschluß *D*, vor dem zwei transparente Zelluloidscheiben mit den Ziffern 0—9 drehbar eingestellt werden können; der Verschluß wird durch den Bowdenzug *B* ausgelöst.

Anleitung zum Einziehen des Papiers.

Die Firma G. Schäuffelensche Papierfabrik in Heilbronn am Neckar (Württemberg) liefert die Papierrollen aus ihrem vorzüglichen und hochempfindlichen Negativpapier passend zugeschnitten. Man zieht nach Lösung von zwei Knebelschrauben und Herausdrehen der Lamelle den Papierkasten *P* aus dem Apparate heraus. Dabei ist zu beachten, daß die an

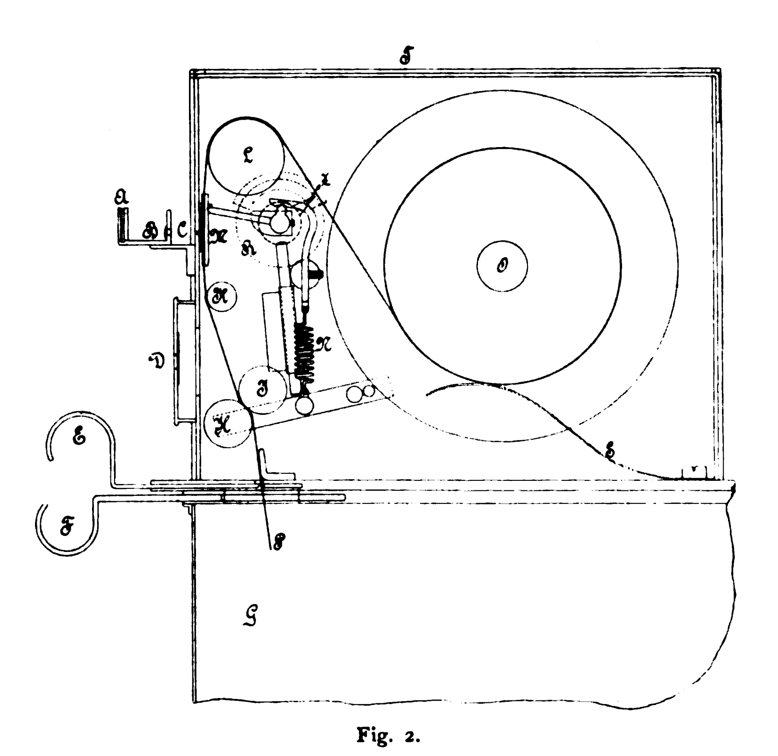


Fig. 2.

s_4 sitzende Kupplung so steht, daß dies möglich ist. Nach Lösung einer kleinen Randerierschraube an der Hinterseite von P kann man den oberen und hinteren, sodann auch den vorderen Schieber mit Spalt, Zylinderlinse, Verschluß etc. ohne weiteres herausziehen. Löst man eine seitliche, mit Randerier versehene Spitzenschraube, so kann die Rolle O (Figur 2) an den Flanschen herausgehoben werden. Nun entfernt man eine dieser Flanschen und schiebt die Papierrolle auf. Hierbei ist zu beachten, daß dieselbe möglichst gut paßt, was man entweder durch Herausnahme von Papier aus der Rolle oder durch Aufwickeln von solchem auf die Achse erreicht. Sodann steckt man die abgenommenen Flanschen wieder auf und senkt die Rolle in den Kasten, sie mit oben genannter Randerier-Spitzenschraube zwischen die Spitzen lagernd. Das Papier muß sich, wie in Figur 2 ersichtlich, von unten nach oben abwickeln. Nun fädelt man das Papier ein, indem man es über Rolle L legt, durch M hindurchzieht, über K legt und zwischen H und J verbringt; durch Drehen an der Kupplung außen am Kasten befördert man es, nach Stellen des bekannten Zeigers auf „Lauf", soweit vorwärts, bis es unten ein wenig vorsieht; sodann schneidet man das vorstehende Stückchen Papier mit dem Messer E ab, stellt den Zeiger auf „Ruhe", schiebt die Deckel wieder ein und befestigt sie mit einer kleinen Randerierschraube. Nach Einschieben des Papierkastens P in den Apparat, wobei zu beachten ist, daß die Kupplung richtig eingefügt wird, ist derselbe geladen und gebrauchsfertig.

Anleitung zum Registrieren.

Ist der Apparat geladen, so kann man, vorausgesetzt, daß der Zeiger auf „Ruhe" steht, den Elektromotor nach Einschaltung des Stromschlüssels Z (Figur 1) ohne weiteres laufen lassen. Durch Probeaufnahmen mit irgendeinem Zeitschreiber (Jaquet, Stimmgabel, Metronom etc.) reguliert man sich das gewünschte Tempo durch Veränderung der Riemen auf den Stufenscheiben s_1, s_2, s_3 und s_4 sowie den Regulierwiderstand R ein.

Man vergesse niemals, bevor man das Papier in Bewegung setzt, das Messer E und den Schieber F (Figur 2) herauszuziehen, da sonst mit absoluter Sicherheit das Papier in Unordnung gerät. Hat man es aber vergessen, dann muß der Papierkasten nach Einschieben des Messers in die Dunkelkammer verbracht, geöffnet und nachgesehen werden, ob alles in Ordnung ist.

Bevor man also registriert, ziehe man immer erst E und F heraus. Dann kennzeichnet man die Aufnahme mittels Ziffern durch Auslösen des Momentverschlusses D am Bowdenzuge B, worauf man sofort die Scheibe der Einer um eine Ziffer weiterdreht. Dreht man jetzt das Randerier W und damit den Zeiger auf „Lauf", dann drückt Rolle HX das Papier auf Gummirolle J (Figur 2) und das Papier wird mitgenommen. Gleichzeitig öffnet sich der Verschluß hinter dem Spalte. Hat man genügend re-

gistriert, so dreht man den Zeiger zunächst nur auf den Teilstrich in der Mitte zwischen „Lauf“ und „Ruhe“; hierdurch geht der Verschluß zu, während das Papier noch weiter mitgenommen wird. In dieser Stellung beläßt man den Zeiger solange, bis die Kupplung mindestens zwei Umdrehungen gemacht, worauf man den Zeiger auf „Ruhe“ stellt; das Papier steht stille. Letztere Manipulation ist nötig, einesteils, damit man hinter dem Ziffernverschluß zur Bezeichnung der nächsten Aufnahme unexponiertes Papier stehen hat, andererseits muß die gemachte Aufnahme noch den Weg von *M* bis *E* zurücklegen.

Will man sofort entwickeln, dann schneidet man den Streifen durch zweimaliges Hinein- und Herausschieben des Messers *E* ab und schiebt den Kastenverschluß *F* hinein. Bevor man den Kasten *G* herauszieht, vergewissere man sich immer, daß *P* durch *E* und *G* durch *F* lichtdicht abgeschlossen sind. Nun kann man den Blechkasten *G* in die Dunkelkammer verbringen und dort zur Entwicklung des Streifens schreiten. Diese geschieht bei kürzeren Aufnahmen wie bei gewöhnlichen Filmaufnahmen mittels Durchziehen des Streifens durch den Entwickler; bei langen Aufnahmen wickelt man die Streifen unter Verwendung größerer Entwicklerschalen auf einen Rahmen von verzinktem Eisendraht oder Holz und verfährt wie bei Entwicklung von Kinematographen-Films.

Zum Schlusse wäre noch folgendes anzufügen: Die Höhenlage bei den mit Kurbel, Trieb- und Zahnstange verstellbaren Apparaten wird mit zwei Klemmschrauben wie *C* fixiert. Der Stromanschluß erfolgt durch eine Dose *X* mit Steckkontakt.

Die Lederriemchen der Transmission müssen exakt aneinander gesetzt werden, um Störungen im gleichmäßigen Registrieren zu vermeiden. Man schneide die beiden Enden glatt zu, durchloche sie ungefähr 1 1/2—2 mm vom Rande mit einer Stopfnadel und verbinde sie dann durch dünnen Kupferdraht, nachdem man die beiden Stoßflächen aneinander gebracht hat.

Selbstverständlich können im Apparate ohne weiteres an Stelle der Papierrollen auch Filmrollen werwendet werden, wie derselbe auch für verschiedene Papier- bezw. Filmbreiten behufs Registrierung sehr großer Ausschläge oder mehrerer Kurven nebeneinander eingerichtet werden kann. Angefertigt wurde derselbe bisher für 6,10 und 12 cm Streifenbreite.

München, 5. März 1909.

(Eingegangen 5. März 1909.)

Zur Theorie der anisotropen Flüssigkeiten.

II.

Von Emil Bose.

Vor einiger Zeit habe ich an dieser Stelle[1]) eine sogenannte Schwarmtheorie der anisotropen oder kristallinischen Flüssigkeiten etwas eingehender erörtert und konnte bald nachher[2]) zeigen, daß eine im voraus gezogene Konsequenz dieser Theorie bezüglich der Verringerung der Viskositätsanomalien beim Übergang vom Poiseuilleschen zum hydraulischen oder turbulenten Strömungszustand in der Tat durch das Experiment bestätigt wird[3]).

Ich hatte bei der Erörterung meiner kinetischen Auffassung von den anisotropen Flüssigkeiten zunächst nur in möglichst einfacher Weise der langgestreckten Form der Moleküle Rechnung zu tragen gesucht. Da man gewöhnlich in der kinetischen Theorie die Molekeln als Kugeln anzusprechen pflegt, so hatte ich zu der einfachsten Deformation der Kugel, nämlich derjenigen zum gestreckten Rotationsellipsoid, gegriffen und es hatte sich gezeigt, daß diese einfachste Annahme zusammen mit dem „Schwarm“-begriff zur Erklärung einer Reihe von typischen Eigenschaften sich als ausreichend erwies. Es fanden so das Trüberscheinen größerer Mengen, die Doppelbrechung kleinster Tröpfchen und dünnster Schichten, die Volumänderungen sowie insbesondere die auffallende Möglichkeit der Viskositätsabnahme beim Klärungspunkt ihre Veranschaulichung.

Wer jedoch die komplizierten Formeln für die chemische Konstitution der anisotrop-flüssigen Substanzen kennt (vergl. z. B. S. 236), der wird ohne weiteres zuzugeben bereit sein, daß die kinetische Vorstellung durch Rotationsellipsoide jedenfalls nur eine ganz rohe erste Annäherung darstellen kann. Es wird demnach nur die Fragestellung gelten können, wie weit man mit dieser Annahme bei der Durchführung der Theorie gelangen wird, und wann sich zur weiteren Ausgestaltung derselben gebieterisch das Aufgeben des Rotationsellipsoides und die Einführung z. B. des dreiachsigen Ellipsoids oder einer anderen einfachen Hilfsvorstellung von den langgestreckten Molekeln der anisotropen Flüssigkeiten als notwendig erweisen wird.

1) Diese Zeitschr. **9**, 708, 1908.
2) Diese Zeitschr. **10**, 32, 1909.
3) Es sei mir gestattet, hier zugleich auf die nachstehende Arbeit von Herrn Dr. Fr. A. Willers hinzuweisen, aus welcher hervorgeht, daß die bezüglich der Viskositätsanomalien bestehende Analogie zwischen den Emulsionen und anisotropen Flüssigkeiten auch im hydraulischen Strömungszustande erhalten bleibt, so daß eine eigentliche Verwertung meines Befundes zur Entscheidung zwischen den verschiedenen Theorien nicht möglich ist. Auch bei den isotropen Flüssigkeiten ergeben sich, wie eine demnächst erscheinende Arbeit des Herrn Rauert zeigt, sehr eigenartige Resultate beim Studium des hydraulischen Strömungszustandes.

Die Erörterung insbesondere dieser Frage sowie der Beziehungen der anisotrop-flüssigen Zustände zu den beim Erstarren entstehenden festen Kristallen sollen Gegenstand der folgenden Betrachtungen sein. Wir wollen deshalb von jetzt ab nicht nur die Substanzen mit der anormalen Dünnflüssigkeit im anisotropen Zustande betrachten, auf die ich mich bisher in meinen Ausführungen stets beschränkt hatte, sondern den Kreis der betrachteten Stoffe möglichst erweitern und insbesondere auch Substanzen mit mehr als einer anisotrop-flüssigen Modifikation möglichst ins Bereich unserer Überlegungen ziehen.

Zunächst ein paar Worte zur Systematik der anisotrop-flüssigen Substanzen. Die Einteilung in Substanzen mit einer und mehreren anisotrop-flüssigen Modifikationen bedarf keiner weiteren Erörterung, dagegen ist innerhalb dieser Gruppen eine Scheidung in zwei typische Klassen wünschenswert.

Zur Systematik der anisotropen Flüssigkeiten.

Gewöhnlich werden die anisotrop-flüssigen Substanzen nach der Größe ihrer inneren Reibung in zwei Gattungen eingeteilt. So scheidet z. B. Schenck dieselben in „flüssige" und „fließende" (Kristalle). Ein solcher nur gradueller Unterschied ist natürlich stets sehr willkürlich, da der Grenzwert der Viskosität, der beide Gattungen scheidet, nach Belieben gewählt werden kann. Besser erscheint es mir daher, die anisotropen Flüssigkeiten nach ihrer Viskositätsanomalie einzuteilen, wodurch sich eine scharfe Grenze eindeutig festlegen läßt. Die eine Kategorie von Substanzen zeigt beim Unterschreiten des Übergangspunktes vom isotropen zum anisotropen Zustande eine Verminderung der Viskosität (Kurvenform *A*, Fig. 1), die andere ein Anwachsen derselben (Kurvenform *B*, Fig. 1). In diesem Falle würde dem Übergange zwischen beiden Kategorien gerade eine Substanz entsprechen, welche gar keine Anomalie bezüglich der inneren Reibung beim Übergang vom isotropen in den anisotropen Zustand aufwiese, eine Festsetzung, die frei von jeder Willkür wäre. Im allgemeinen gehören die typischen Vertreter der sog. „flüssigen Kristalle", wie *p*-Azoxyanisol, *p*-Methoxyzimtsäure, Anisaldazin und andere, zu der Gruppe *A*, die bekanntesten Substanzen des Typs *B* (z. B. Cholesterylbenzoat, *p*-Azoxybenzoesäureäthylester usw.) dagegen entsprechen wesentlich den sog. „fließenden Kristallen". Das ist jedoch keineswegs stets der Fall, wie das Beispiel des Äthoxybenzalamino-α-Äthylzimtsäure-Äthylesters zeigt, der nach der Größe seiner Viskosität beim Trübungspunkte zweifellos schon zu den „fließenden" Substanzen gerechnet

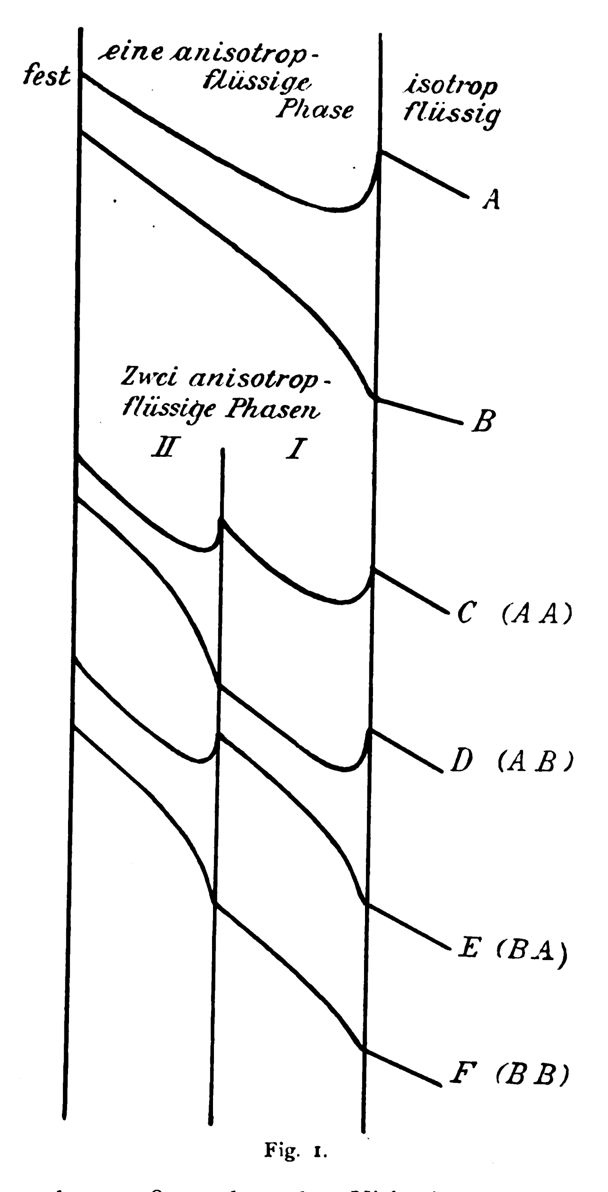


Fig. 1.

werden müßte, aber der Viskositätsanomalie nach noch dem *A*-Typ angehört. Im allgemeinen zeigt sich, daß sich der Typus *A* und die „flüssigen Kristalle" vorwiegend aus den Substanzen mit relativ niederem Molekulargewicht rekrutieren, der *B*-Typus und die „fließenden Kristalle" dagegen überwiegend aus Substanzen mit höherem Molekulargewicht.

Hat nun eine Substanz zwei anisotrop-flüssige Modifikationen, so wird beim Übergangspunkt zwischen beiden abermals eine Reibungsanomalie auftreten können und wären prinzipiell wieder die Typen der abnehmenden wie der zunehmenden Reibung möglich. Danach würde man, wenn man die Unterscheidung mit Hilfe der Reibungsanomalien trifft, eine Einteilung der anisotropen Flüssigkeiten in sechs Gruppen erhalten, deren Charakterisierung durch die schematischen Kurven der Fig. 1 sich deutlich er-

gibt. Dabei sehen wir ab von der Frage, ob die anisotrop-flüssigen Zustände stabil sind oder nur durch Unterkühlung erhalten werden können.

Für die Typen *A* und *B* sind oben Beispiele angeführt worden. Für Typus *C* (zweifache Wiederholung des Typus *A*) ist bisher noch kein Beispiel bekannt. Zur Kategorie *D* (beim Auftreten der Trübung Typus *A*, beim Übergang in die zweite Modifikation Typus *B*) gehört nach der Untersuchung von Dickenschied[1]) der Anisalaminozimtsäureäthylester.

Typus *E*, Viskositätszunahme beim Auftreten der ersten anisotrop-flüssigen Phase aus der isotrop-flüssigen, dagegen Viskositätsabnahme beim Auftreten der zweiten anisotropen Phase dürfte aus Gründen, die weiter unten sich ergeben, unmöglich vorkommen können. Für Typus *F* (zweimalige Folge des Typus *B*) ist bislang noch kein Beispiel mit Sicherheit bekannt.

Über das Zustandekommen zweier verschiedener anisotrop-flüssiger Phasen.

Eine erste Gelegenheit zur Heranziehung des dreiachsigen Ellipsoids an Stelle des Rotationsellipsoids bietet sich zur Erklärung des bei einer Anzahl von Vorländer hergestellten Substanzen gefundenen Phänomens, daß die anisotrope Flüssigkeit unterhalb einer zweiten Übergangstemperatur in eine neue anisotrop-flüssige Modifikation übergeht. Wie ich früher lediglich unter Annahme einer langen Achse der Molekeln aus dem Bestreben der Molekularkräfte, eine Volumverminderung herbeizuführen, in Konkurrenz mit der Energie der Wärmebewegung gezeigt habe, können unterhalb einer gewissen Grenztemperatur Θ richtungsgeordnete Schwarmzustände stabil sein, die oberhalb Θ durch die Intensität der Molekularstöße in völlig ungeordnete Zustände übergehen. Diese Überlegung bleibt völlig ungeändert, wenn das früher angenommene Rotationsellipsoid unter Beibehaltung der langgestreckten Form in ein dreiachsiges übergeht. Bezüglich der beiden kurzen Achsen wird noch durchaus keine Ordnung einzutreten brauchen, vielmehr können in dem Schwarm zunächst bei weiterer Abkühlung alle Richtungen senkrecht zur Schwarmachse durchaus gleichberechtigt bleiben. Bei weiterer Temperaturabnahme aber ist es möglich, falls die beiden kürzeren Achsen voneinander hinlänglich verschieden sind, daß durch eine Orientierung auch nach diesen Achsen (stets bei völliger Freiheit der Schwerpunktsbewegung, also unzweifelhaft flüssigem Aggregatzustande) eine nochmalige kleine Kontraktion von den Molekularkräften erreicht werden kann, deren weiterem Fortschreiten durch ein abermaliges Anwachsen der Stoßzahl wieder das Gleichgewicht gehalten wird. Auch hier wird eine Grenztemperatur Θ' bestehen müssen, oberhalb welcher die Lebhaftigkeit der Wärmebewegung ausreichend ist, um in der Ebene senkrecht zur längsten Achse des Schwarmes ungeordnete Richtungszustände zu schaffen. Auch diesem zweiten anisotrop-flüssigen Zustande würde man durch Einführung geeigneter Zusatzglieder in einer Zustandsgleichung Ausdruck verleihen können, ganz ähnlich, wie ich das früher für den ersten anisotrop-flüssigen Zustand an der van der Waalsschen Gleichung angedeutet habe.

An diesen kurzen Andeutungen über das Zustandekommen einer zweiten anisotrop-flüssigen Modifikation möge es hier genug sein, da die früheren Ausführungen über das Zustandekommen anisotrop-flüssiger Zustände überhaupt sich leicht sinngemäß für diesen Fall abändern lassen. Eine weitere Gelegenheit, vom dreiachsigen Ellipsoid an Stelle des Rotationsellipsoids Gebrauch zu machen, findet sich auf dem Gebiete der Viskositätsanomalien, auf welches wir nunmehr etwas detaillierter eingehen müssen.

Zur Theorie der Reibungsanomalien.

Im ersten Teil meiner auf die Theorie der anisotropen Flüssigkeiten bezüglichen Ausführungen habe ich mich in bezug auf das Zustandekommen der Viskositätsanomalien sehr kurz gefaßt und halte es für richtig, hier etwas näher darauf einzugehen, zumal sich beim weiteren Verfolg der Frage noch eine Reihe weiterer Konsequenzen ergibt, deren experimentelle Prüfung voraussichtlich einen tieferen Einblick in das Verhalten der anisotropen Flüssigkeiten gestatten wird.

Wir wollen hier zunächst nur den merkwürdigsten Teil der Reibungsanomalien erörtern, also die auffallende Dünnflüssigkeit im anisotrop-flüssigen Zustande. Diese Anomalie ist, wie ich letzthin gezeigt habe, im Poiseuilleschen Strömungszustande am auffallendsten und verschwindet im hydraulischen oder turbulenten Strömungszustande mit wachsender Intensität der Durchwirbelung mehr und mehr. Wir wollen hier nur den Poiseuilleschen Zustand betrachten, weil bei denen die Erscheinung am reinsten zutage tritt. Innerhalb eines Schwarmes parallel gerichteter[1]) Molekeln, die wir uns als gestreckte Rotationsellipsoide vorstellen, wird die mittlere Weglänge der Moleküle nicht mehr nach allen Richtungen hin die gleiche sein, sondern in Richtung der Schwarmachse, d. h. parallel der

1) Inaugural-Dissertation, Halle 1908.

1) Unter Parallelrichtung von Molekeln im Schwarm ist bei unseren Betrachtungen selbstredend niemals ein starrer Parallelismus gemeint, sondern es soll lediglich ausgedrückt werden, daß die statistischen Mittelwerte der einzelnen Molekülachsenrichtungen einander parallel sind. Ich weise hierauf einmal ausdrücklich hin, um nicht fortgesetzt umständliche Umschreibungen anwenden zu müssen, welche die Darstellung bisweilen unnötig erschweren würden.



mittleren Längsrichtung der Molekeln jedes einzelnen Schwarmes, wird die Weglänge einen Maximalwert besitzen, der dem Minimum des Molekularquerschnitts senkrecht zur Längsachse entspricht. Senkrecht zur Schwarmachse dagegen wird die Weglänge ein Minimum sein. Diese Anisotropie des Schwarmes bezüglich der mittleren Weglänge wird auch eine Anisotropie der Viskositätserscheinungen nach sich ziehen müssen, da ja nach der kinetischen Gastheorie der Reibungskoeffizient der Weglänge proportional ist. Es läßt sich nun leicht wenigstens eine rohe quantitative Folgerung aus diesen Überlegungen ziehen, wenn man denselben einen näherungsweisen formelmäßigen Ausdruck verleiht.

Wir schreiben für den Reibungskoeffizienten

$$R = k\varrho c\lambda,$$

wo k ein Zahlfaktor, ϱ die Dichte, c die mittlere Molekulargeschwindigkeit und λ die mittlere Weglänge bedeutet; ferner für die Weglänge

$$\lambda = k' \cdot \frac{m}{\varrho} \cdot \frac{1}{q},$$

worin k' einen neuen Zahlfaktor, m die Masse des Moleküls, q den Querschnitt desselben bedeutet. Inwieweit diese Formeln, die für den Gaszustand abgeleitet sind, auch für den flüssigen Zustand anwendbar bleiben, soll hier nicht erörtert werden; auf eine prinzipielle Abweichung werden wir noch weiter unten hinzuweisen Gelegenheit nehmen. Im übrigen sollen diese Formeln nur dazu dienen, einen ungefähren Überblick, eine rohe erste Annäherung zu liefern. Wollen wir nun die obigen beiden Formeln auf die anisotropen Zustände in einem Schwarme anwenden, der sich in einem Reibungsröhrchen mit der Schwarmachse parallel zur Rohrachse bewegt, so haben wir zu beachten, daß entsprechend der Ableitung der Formel für R aus der Übertragung von Bewegungsgröße von den schnelleren zu den langsameren Schichten die Weglänge senkrecht zur Bewegungsrichtung in R eingeht, und daß demnach in die Formel für λ der Maximalwert des Querschnittes einzusetzen ist. Betrachten wir nun (vgl. Fig. 2) die isotrope Flüssigkeit gerade beim Klärungspunkt, also beim Maximum ihrer Viskosität, und nennen den Reibungskoeffizienten $R_{i\,(\max)}$, die anisotrope Flüssigkeit dagegen bei der Temperatur des Viskositätsminimums, die nur ein paar Grad tiefer als die Klärungstemperatur liegt, und bezeichnen die Reibungskonstante hier mit $R_{a\,(\min)}$, so erhalten wir in erster Annäherung unter Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit von c für den Minimalwert des Verhältnisses dieser beiden Reibungskoeffizienten den Wert:

$$\frac{R_{a\,(\min)}}{R_{i\,(\max)}} = \frac{q_i}{q_{a\,(\max)}}.$$

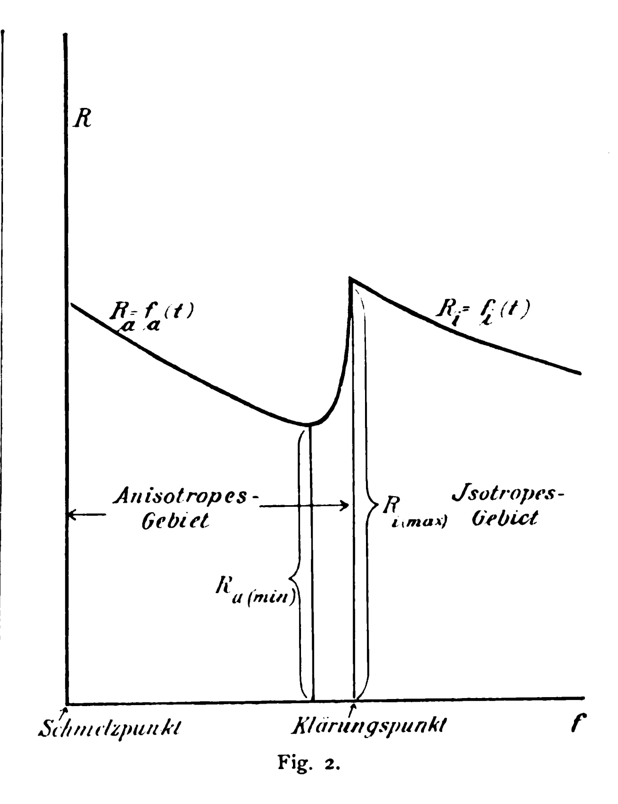


Fig. 2.

Wenn wir das Molekül seiner äußeren Begrenzung nach als gestrecktes Rotationsellipsoid auffassen, so ist als $q_{a\,(\max)}$ der Hauptschnitt in Richtung der langen Achse derselben, also $q_{a\,(\max)} = Aa\pi$ in Ansatz zu bringen, wenn wir mit A und a die Halbachsen des Rotationsellipsoids bezeichnen. Als q_i, Querschnitt im isotrop-flüssigen Zustande, also ohne Schwarmbildung, haben wir natürlich den mittleren Querschnitt einzuführen, wir wählen dazu das Mittel der drei Hauptschnitte, also den Wert:

$$q_i = \frac{2Aa\pi + a^2\pi}{3}.$$

Um den niedrigsten Wert zu erhalten, den das Verhältnis

$$\frac{R_{a\,(\min)}}{R_{i\,(\max)}} = \frac{2Aa\pi + a^2\pi}{3Aa\pi}$$

annehmen kann, betrachten wir die kurzen Achsen a als klein neben der Rotationsachse und erhalten damit

$$\lim \frac{R_{a\,(\min)}}{R_{i\,(\max)}} = \frac{2}{3}.$$

Damit können wir jedenfalls folgenden Schluß ziehen: die Annahme, daß wir die langgestreckten Moleküle der anisotrop-flüssigen Substanzen in erster Annäherung durch gestreckte Rotationsellipsoide ersetzt denken können, wird so lange als im Einklang mit den Reibungsanomalien der im anisotrop-flüssigen Zustande dünnflüssigen Substanzen zu betrachten sein, als

$$1 > \frac{R_{a\,(\min)}}{R_{i\,(\max)}} > \frac{2}{3}$$

ist. Wenn man sich nicht auf das Rotationsellipsoid als erste Annäherung beschränken will, sondern lieber ein gestrecktes dreiachsiges Ellipsoid annehmen will, werden die äußersten Grenzen für $\frac{R_{a\,(\mathrm{min})}}{R_{i\,(\mathrm{max})}}$ auf das Doppelte erweitert, und man erhält als extremsten Wert (wenn die mittlere Achse neben der langen und die kurze neben der mittleren als klein anzusehen ist) $^1/_3$ an Stelle von $^2/_3$.

Bei Substanzen, deren $\frac{R_{a\,(\mathrm{min})}}{R_{i\,(\mathrm{max})}}$ Werte zwischen $^2/_3$ und $^1/_3$ annimmt, würde man also als genügende Annäherung für die Molekularform erst das dreiachsige Ellipsoid betrachten können[1]).

Es ist nun von Interesse zu sehen, daß bei der überwiegenden Zahl von Substanzen, die im anisotrop-flüssigen Zustande dünnflüssiger sein können als im isotropen, $\frac{R_{a\,(\mathrm{min})}}{R_{i\,(\mathrm{max})}}$ zwischen 1 und $^2/_3$ liegt, also die Annäherung der Molekülform durch das Rotationsellipsoid ausreicht, und daß nur in ein paar Fällen der Wert $^2/_3$ etwas unterschritten wird, also die Einführung des dreiachsigen Ellipsoids als Näherungsform sich gebieterisch notwendig macht. (Ob es allerdings nicht vorzuziehen ist, da es sich doch in gewissen Fällen als nötig erweist, stets das dreiachsige Ellipsoid als rohes Bild für die äußere Gestaltung der Moleküle unserer Substanzen einzuführen, wäre jedenfalls zu erwägen.) In der folgenden Tabelle findet sich das bisher bekannte Material für $\frac{R_{a\,(\mathrm{min})}}{R_{i\,(\mathrm{max})}}$ zusammengestellt.

In einer besonderen Spalte ist das Molekulargewicht der Substanzen aufgeführt und es ist interessant, einmal $\frac{R_{a\,(\mathrm{min})}}{R_{i\,(\mathrm{max})}}$ als Funktion des Molekulargewichtes zu verfolgen (Fig. 3), wobei sich zeigt, daß dieser Quotient mit wachsendem Molekulargewicht einem höheren Werte zustrebt. Daraus ist zu schließen, daß anisotrop-flüssige Substanzen mit sehr hohem Molekulargewicht nicht mehr die Eigenschaft besitzen werden, im trübflüssigen Zustande dünnflüssiger zu sein

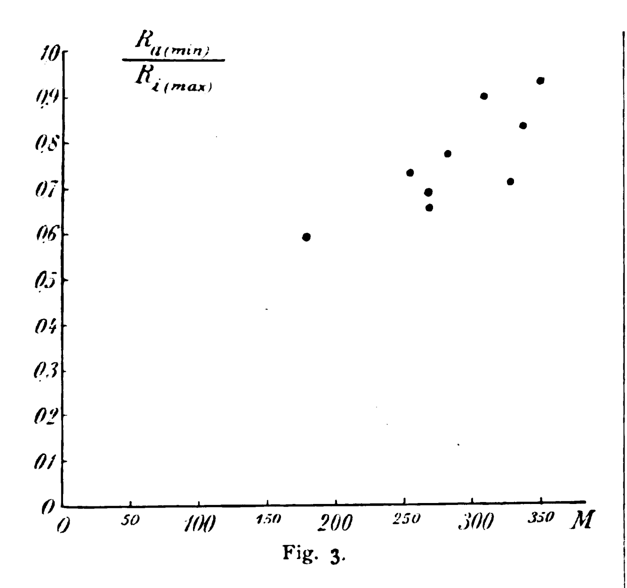
Substanz	Molekulargewicht	$\frac{R_{a\,(\mathrm{min})}}{R_{i\,(\mathrm{max})}}$	Beobachter
Paramethoxyzimtsäure . .	178	0,58	Eichwald
Paraazoxyanisol	254	0,78	Schenck
		0,76	Eichwald
		0,74	Dickenschied
		0,72	Bühner
		0,86	„ [1])
Anisaldazin	268	0,67	„
		0,65	Bose und Conrat
Paraoxyanisolphenetol . .	268	0,68	Eichwald
Paraazooxyphenetol	282	0,76	„
Anisalparaaminozimtsäureäthylester	309	0,90	Dickenschied
Paradiacetoxylstilbenchlorid	330,5	0,70	Eichwald
Äthoxybenzalamino-α-Methylzimtsäureäthylester .	337	0,83	Dickenschied
Äthoxybenzalamino-α-Äthylzimtsäureäthylester	351	0,93	„ [2])

als im anisotropen Zustande. In der Tat haben wir ja auch oben die anisotrop-flüssigen Substanzen nach ihren Reibungsanomalien in zwei Hauptgruppen geteilt, deren zweite im trübflüssigen Zustande stets größere Reibung aufweist als im isotropen (B-Typ). Wir haben schon oben darauf aufmerksam gemacht, daß

1) Von irgendwelcher Strenge dieser Überlegungen kann natürlich durchaus nicht die Rede sein, insbesondere dürfte die Annahme, daß (wenigstens bei konstanter Temperatur) $\varrho \cdot \lambda =$ const. sei, zweifellos ihre Gültigkeit verlieren. Es wird zwar innerhalb eines Schwarmes nicht nur λ, sondern auch ϱ anisotrop, d. h. an Stelle des auf jedes Molekül entfallenen Elementarwürfels mit der Seitenlänge $\sqrt[3]{\frac{V}{N}}$ (V Gesamtvolum, N Gesamtzahl der Molekeln) tritt ein rechtwinkliges Elementarparallelepiped; aber selbst wenn im isotropen Zustande der Flüssigkeit $\varrho \lambda =$ const. wäre, was ebenfalls erst noch zu beweisen sein würde, so dürften doch schwerlich im anisotrop-flüssigen Zustande die Anisotropie der Weglänge und der Dichte sich kompensieren.

1) Der merkwürdig hochgelegene Wert, den Bühner in einem bestimmten Falle beim Paraoxyanisol beobachtet hat, rührt davon her, daß hier die Flüssigkeit zweifellos nicht im Poiseuilleschen, sondern im turbulenten Strömungszustande sich befand; in diesem Falle prüfte nämlich Herr Bühner die Viskosität mittels einer fallenden Kugel. Hätte Herr Bühner damals die auffallende Verschiedenheit seiner beiden Werte weiter verfolgt, so hätte er bald zu der Überzeugung kommen müssen, daß die Erscheinung von dem Strömungszustande abhängig ist.

2) Zu den von Herrn Dickenschied (Inaugural-Dissertation, Halle 1908) angestellten Versuchen ist zu bemerken, daß bei den Substanzen Paraazoxyanisol, Anisalparaaminozimtsäureäthylester und Athoxybenzalamino-α-Methylzimtsäureäthylester der Verlauf der Reibung genauer verfolgt und in jedem dieser Fälle konstatiert wurde, daß die Viskosität kurz unterhalb des Klärungspunktes ein Minimum passiert, um dann schroff gegen den höheren Wert im isotropen Zustande anzusteigen. Bei der vierten Substanz, dem Äthoxybenzalamino-α-Äthylzimtsäureäthylester hat Herr Dickenschied nur zwei (sage und schreibe 2) Punkte im anisotropen Gebiete untersucht und behauptet auf Grund deren einen wirklichen Sprung konstatiert zu haben. Es ist absolut unverständlich, wie Herr Dickenschied zu dieser völlig unbegründeten Behauptung kommt; er verfällt hier in einen Fehler, der zur Zeit der Beobachtungen der Herren Schenck, Eichwald und Bühner als verzeihlich gelten konnte, der aber nach den inzwischen, z. T. wie eben erwähnt, sogar in Herrn Dickenschieds eigener Arbeit erfolgten Konstatierungen unbegreiflich erscheinen muß. Herr Dickenschied benutzt diese völlig unzulängliche Beobachtung noch dazu als Argument gegen die Emulsionstheorie und übernimmt sie sogar in die kurze Zusammenfassung seiner Resultate, legt ihr also offenbar besonderes Gewicht bei; er wäre aber doch gerade deswegen verpflichtet gewesen, den Verlauf der Kurve in diesem Falle durch eine möglichst große Zahl von Beobachtungspunkten wirklich festzustellen, anstatt eine völlig unberechtigte Behauptung aufzustellen. Mit derartigem Material ist jedenfalls die Emulsionstheorie, gegen die es sehr viel bessere Gründe gibt, nicht zu widerlegen; bleibt doch sogar, wie schon erwähnt, auch im turbulenten Strömungszustande die Analogie zwischen Emulsionen und anisotropen Flüssigkeiten bestehen.


Fig. 3.

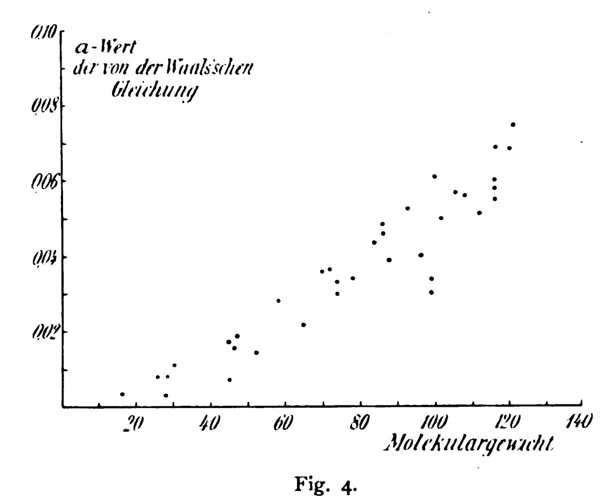


Fig. 4.

den Vertretern dieses zweiten Typs zumeist erheblich höheres Molekulargewicht zukommt, als den Vertretern des A-Typs. Daß bei der chemisch sehr verschiedenen Konstitution der anisotropen Flüssigkeiten starke konstitutionelle Eigentümlichkeiten sich geltend machen und eine scharfe Grenze bezüglich des Molekulargewichts zwischen beiden Typen daher nicht besteht, darf nicht verwundern, sind doch auch die Schmelz- und Klärungstemperaturen der einzelnen Substanzen wie ihre sonstigen Eigenschaften individuell in hohem Grade verschieden. Es kann sich eben zurzeit nur darum handeln, einzelne einfache Beziehungen aus der Fülle des Tatsachenmaterials herauszuschälen und Erklärungen derselben auf Grund möglichst einfacher Annahmen zu erstreben.

Daß mit steigendem Molekulargewicht M das Verhältnis $\frac{R_{a(\min)}}{R_{i(\max)}}$ die Tendenz besitzt, zuzunehmen, erweckt den Anschein, daß bei diesem Abnehmen der Viskositätsanomalie mit zunehmender Masse der Molekel eine Mitwirkung der molekularen Attraktionskräfte vorliegt, und zwar um so mehr, als auch die a-Werte der van der Waalsschen Gleichung, die bei gleichem Molekularvolum v bekanntlich als Maß für die Molekularkräfte dienen können, in ganz ähnlicher Weise ein stark von der Konstitution beeinflußtes, aber nichtsdestoweniger unverkennbares Wachstum mit dem Molekulargewicht aufweisen. Fig. 4, die sich auf eine große Reihe von organischen Substanzen bezieht, läßt dies Anwachsen von a mit M augenfällig hervortreten. Während man aber bezüglich der a-Werte schon in der Lage ist, den Einfluß der Konstitution des Moleküls neben dem seiner Masse auf Grund außerordentlich einfacher Gesichtspunkte zu übersehen[1]), ist die Zahl der bezüglich der Reibungsanomalien im anisotropen Zustande untersuchten Substanzen noch bei weitem zu klein, um eine aussichtsreiche Diskussion zu gestatten.

Verfolgen wir die Vermutung, daß die Abnahme der Reibungsanomalie mit steigendem Molekulargewichte in der A-Gruppe der anisotropen Flüssigkeiten im Zusammenhange mit den Molekularkräften steht, weiter, so ist der Schluß nur natürlich, daß dort, wo diese Anomalie ganz verschwunden ist, d. h. in der B-Gruppe, die Wirkung der molekularen Attraktionskräfte besonders deutlich sein wird.

Ehe wir aber im einzelnen darauf eingehen, müssen wir eine Folgerung aus der demnächst erscheinenden Arbeit von E. und M. Bose vorweg besprechen. Für den Wert der Attraktionskonstante kommt, wie erwähnt, nicht die Masse allein in Betracht, sondern in allerhöchstem Maße die Ausbreitung derselben. Besteht das Molekül nur aus einem Atom, so ist die Masse jedenfalls bestmöglichst an einem Punkte vereinigt. Besteht dagegen das Molekül aus vielen einzelnen Atomen, so findet sich die Masse desselben auf einen größeren Bezirk verteilt und bei gleichem Schwerpunktsabstand zweier Molekeln, also gleicher Anzahl Moleküle pro Volumeinheit, befinden sich Teile der Moleküle im zweiten Falle erheblich näher als im ersten. Das ist in ganz besonders hohem Maße der Fall im flüssigen Aggregatzustande, wo der mittlere Schwerpunktsabstand bis zur Größenordnung der molekularen Dimensionen herabsinkt. Da aber nun, wie z. B. die van der Waalssche Theorie der Kapillarität zeigt, die Molekularkräfte außerordentlich schnell mit der Entfernung abnehmen, so werden sich ausgedehntere Moleküle, deren Teile einander erheblich näher kommen als der mittlere Schwer-

1) Ein Thema, über welches der Verfasser in Gemeinschaft mit Margrete Bose demnächst an anderer Stelle berichten wird.

punktsabstand der ganzen Moleküle, bezüglich der molekularen Attraktionskräfte als erheblich leistungsfähiger erweisen müssen. Diese Überlegungen, die wir an anderer Stelle eingehend begründen und mit einer großen Anzahl von Beispielen belegen, erweisen sich als völlig unabhängig von der Qualität der Masse, so daß sie sich ausnahmslos bewähren, gleichgültig, welche chemischen Elemente in den Verbindungen vorkommen. Betrachten wir z. B., um nur ein Beispiel aus der sehr großen Reihe herauszugreifen, die a-Werte des Benzols (Molekulargewicht 78,05) und des Kryptons (Molekulargewicht 81,8), so zeigt sich, daß die periphere Massenverteilung des Benzols

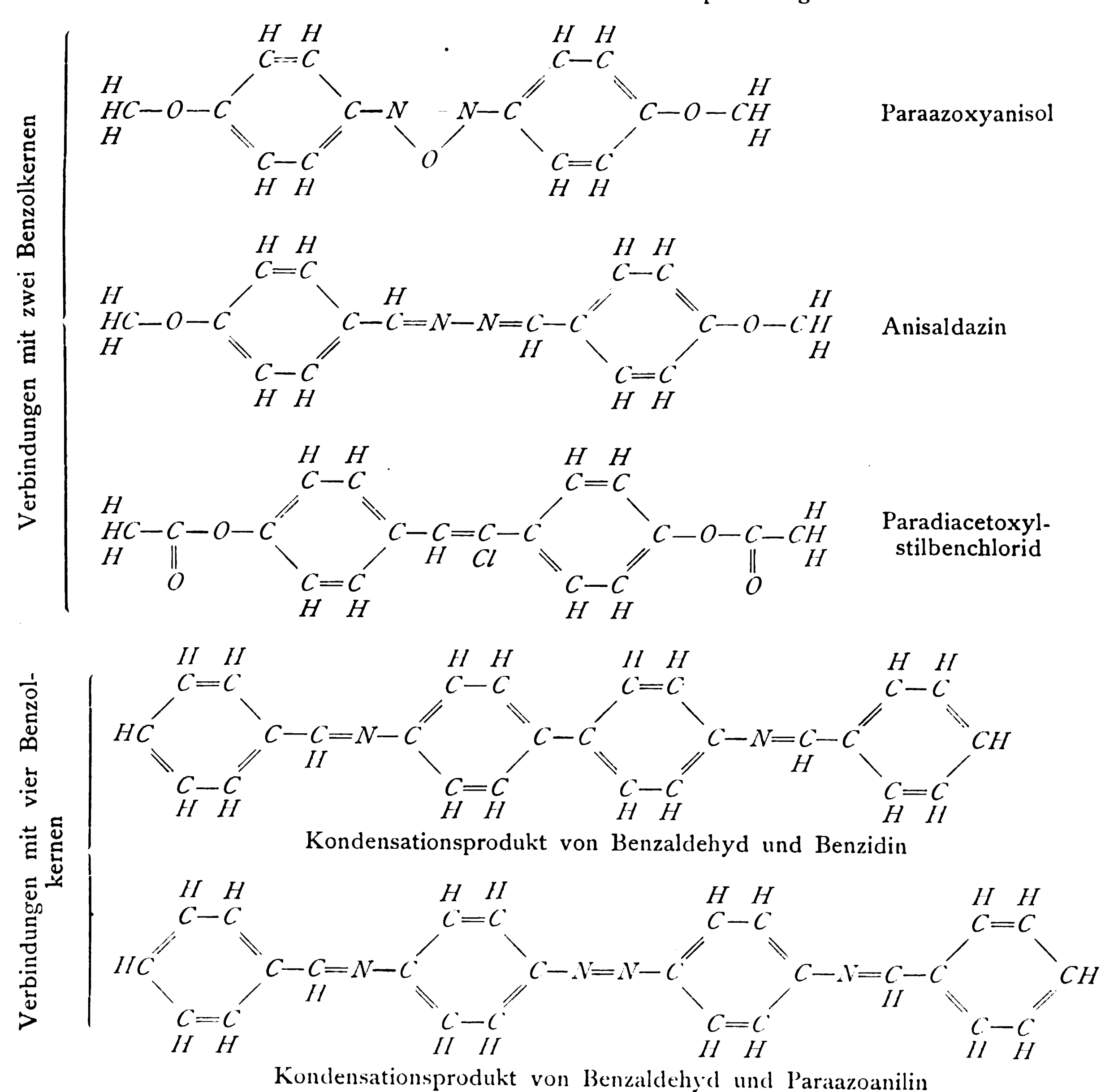
H H
C — C
HC   CH
C = C
H H

der des einatomigen Kryptons um mehr als das 7fache überlegen ist, denn für die van der Waalssche Konstante ergibt sich

beim Krypton nur $a = 0{,}00462$,
„ Benzol dagegen $a = 0{,}03450$.

In bezug auf die molekulare Attraktion repräsentiert demnach gewissermaßen das Benzolmolekül eine ganz erheblich größere in einem

Strukturformeln einer Reihe von anisotrop-flüssigen Stoffen.



Kondensationsprodukt von Benzaldehyd und Benzidin

Kondensationsprodukt von Benzaldehyd und Paraazoanilin

Massenpunkt vereinigt gedachte Masse. Der Wert dieser Erkenntnis, die sich ohne Ausnahme bei der Betrachtung der a-Werte der verschiedensten Substanzen immer und immer wieder ergibt, wird für unseren Gegenstand besonders einleuchtend, wenn wir uns die Strukturformeln einer Reihe von anisotrop-flüssigen Substanzen vor Augen führen.

Die ersten drei der vorstehenden Formeln enthalten je zwei, die beiden letzten gar je vier Benzolkerne. Die ersteren stellen Substanzen mit typischer Dünnflüssigkeit im anisotropen Zustande dar, während die Substanzen mit vier Benzolkernen physikalisch noch kaum untersucht sind.

Daß derart langgestreckte Moleküle, namentlich im anisotropen Zustande, wo sie im Schwarm gewissermaßen breitseits gelagert sind, nicht mehr als je ein Massenpunkt bezüglich der molekularen Attraktionskräfte angesehen werden dürfen, leuchtet ohne weiteres ein. Nach dem aber, was soeben über die Wirkung der ausgebreiteten Masse des Benzolmoleküles auf die Größe der molekularen Attraktionskräfte mitgeteilt worden ist, erscheint es wohl erlaubt, die Benzolkerne im Molekül als Hauptattraktionszentren zu betrachten und als einfachstes Bild für die Massenverteilung bei einer Substanz mit 2 Benzolkernen die Kombination zweier gekoppelter Massenpunkte, symbolisch durch ⊖—⊖ angedeutet, anzusehen. Den in den letzten Formeln dargestellten Substanzen mit je vier Benzolkernen wird natürlich bezüglich der Massenverteilung im Molekül durch eine lineare Kombination von vier Massenpunkten Rechnung zu tragen sein.

Es kann nun natürlich sogleich die berechtigte Frage aufgeworfen werden, ob durch eine derartige Betrachtung des Moleküls einer anisotropen Flüssigkeit als gekoppeltes Massenpunktpaar irgend etwas gewonnen werden kann. Das ist nun in der Tat der Fall, und insbesondere kann man sich mit Hilfe dieser, wenn auch noch so rohen Annäherung wenigstens ein Verständnis für die höchst merkwürdige Erscheinung der sogenannten Pseudoisotropie verschaffen.

Über das Zustandekommen der sogenannten Pseudoisotropie.

In sehr dünnen Schichten macht sich bisweilen eine Erscheinung bemerkbar, welche darin besteht, daß die Substanz zwischen gekreuzten Nikols, namentlich im parallelen polarisierten Lichte, eine einheitliche Auslöschung zeigt, also scheinbar isotrop erscheint, während sich in Wirklichkeit die optische Achse lediglich einheitlich senkrecht zur Glasfläche eingestellt hat, was im stark konvergenten polarisierten Lichte sich unter geeigneten Bedingungen durch Zustandekommen vorzüglicher Achsenbilder dokumentiert. Lehmann, der dieses Senkrechtstellen der optischen Achse zur Objektträger- und Deckglasfläche zuerst beobachtet und als solches erklärt hat, hat einmal[1]) die Erscheinung in der Weise zu deuten versucht, daß er die Moleküle mit Blättchen verglich, die sich platt an die Glaswand legen, eine Anordnung, die sich auch weiter in die Masse hinein fortpflanzen sollte. Seit wir durch Vorländers Befunde wissen, daß wir es bei den anisotropen Flüssigkeiten mit langgestreckten Molekülen zu tun haben (so daß die Annahme gestreckter statt abgeplatteter Rotationsellipsoide als Arbeitshypothese näher liegt), müssen wir annehmen, daß in den Zuständen der Pseudoisotropie die Schwarmachse senkrecht zur Glasfläche sich einzustellen bestrebt ist, was einer im Mittel zur Glasfläche senkrechten Richtung der Moleküllängsachsen entspricht. Da der pseudoisotrope Zustand sich unter den geeigneten Bedingungen von selbst herstellt, so folgt, daß er unter diesen Verhältnissen der stabilere sein muß, und wir können uns nun die Frage stellen, unter welchen Bedingungen eine Senkrechtstellung der Schwarmachse zur Glaswand einen stabileren Zustand ergibt als eine Parallelstellung. Da die Pseudoisotropie zweifellos durch von seiten der Glaswand ausgeübte Molekularkräfte hervorgerufen wird, ist es nützlich, von der oben begründeten Ersetzung der über das ganze Molekül verteilten Masse durch ein Paar starr verbundener Massenpunkte Gebrauch zu machen, welche wenigstens in erster Annäherung der langgestreckten Molekülform und der Massenverteilung darin Rechnung zu tragen erlaubt. Auf diese beiden Massenpunkte, deren Abstand wir mit $2c$ bezeichnen wollen, denken wir uns also die von außen auf das Molekül ausgeübten Massenkräfte konzentriert. Wir wollen nun den mittleren Molekülabstand senkrecht zur Schwarmachsenrichtung mit $2l$ bezeichnen und annehmen, daß in dem Zustande der Pseudoisotropie der Abstand des Molekülschwerpunktes[2]) von der Glaswand L betrage. Um in einem bestimmten, möglichst einfach gewählten Falle die Bedingung ableiten zu können, unter welcher die pseudoisotrope Anordnung die stabile ist, nehmen wir an, daß L ein ganzzahliges Vielfaches von l und in unserem Falle speziell $L = 4l$ sei, Voraussetzungen, von denen man sich, wie der Gang der Überlegung zeigen wird, zur Verallgemeinerung der Betrachtungen

1) Z. B. Flüssige Kristalle und die Theorien des Lebens, (Leipzig 1906), S. 31.

2) Wir betrachten hier aus Gründen der Einfachheit nur den Fall symmetrisch gebauter Moleküle, so daß der Molekularschwerpunkt gerade in der Mitte zwischen den beiden einander völlig gleichwertigen Massenpunkten liegt. Der Fall unsymmetrischer Moleküle läßt sich im Prinzip ganz analog behandeln.

leicht freimachen könnte. Wir betrachten nun ein Quadrat von der Seitenlänge L, welches in unserem speziellen Falle gerade 4 Moleküle enthalten würde, und fragen uns, ob und unter welchen Bedingungen die Lage der Moleküle, wie in B (Fig. 5, Molekülachsen senkrecht zur Wand), stabiler ist als die Lage A (Molekülachsen parallel zur Wand)?

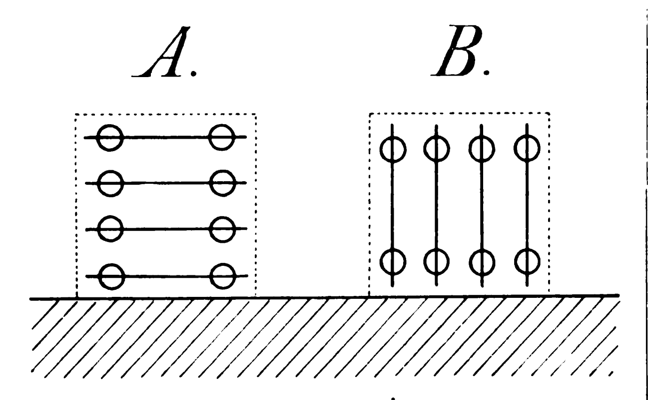


Fig. 5.

Das werden wir entscheiden können, indem wir die vier Moleküle aus der Lage A in die Lage B überführen und den dabei insgesamt erforderlichen Arbeitsaufwand oder -gewinn ermitteln. Wir denken uns zu diesem Zweck zunächst jedes der vier Moleküle aus der Lage, die es in Fig. 5 A einnimmt, parallel mit sich selbst so weit verschoben, daß sein Abstand von der Wand gerade noch L beträgt. Alsdann können wir es durch eine einfache Drehung um seinen Schwerpunkt in die Stellung senkrecht zur Wand bringen, die es in B einnimmt. Nun möge die ausgezogene Kurve in Fig. 6 und 7 den Verlauf der Kraft $k = f(l)$ dar-

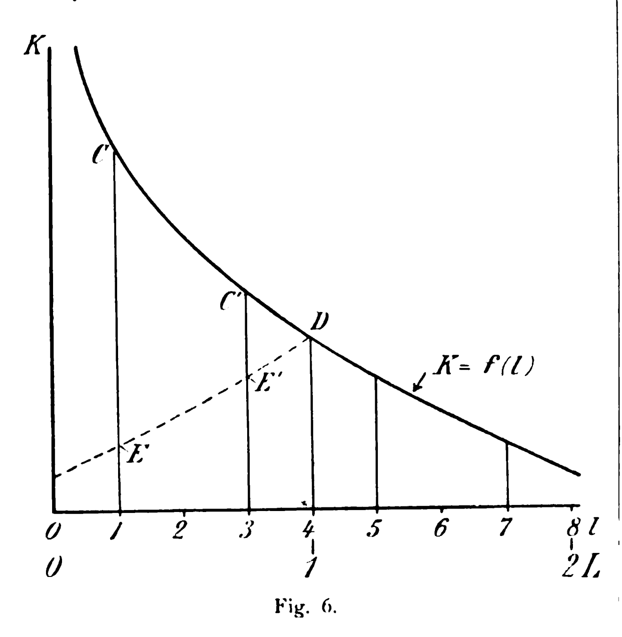


Fig. 6.

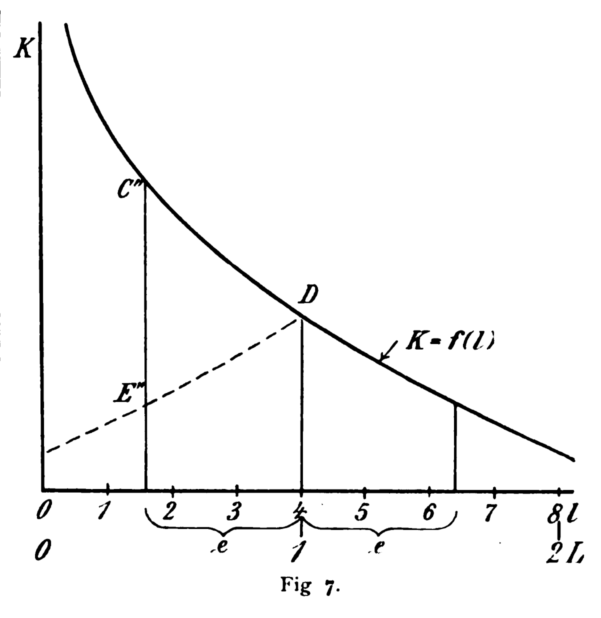


Fig 7.

stellen, die von der Wand aus auf einen Massenpunkt in verschiedenen Entfernungen e von der Wand ausgeübt wird. Dann ist die Arbeit, welche erforderlich ist, um die vier Paar Massenpunkte aus der Lage in Fig 5 A bis auf den Abstand $L = 4l$ von der Wand zu bringen:

$$A_1 = 2\int_{l=1}^{l=4} k\,dl + 2\int_{3}^{4} k\,dl - 2\int_{4}^{5} k\,dl - 2\int_{4}^{7} k\,dl.$$

Denken wir uns den rechten Teil der k-Kurve um die Ordinate $l = 4$ nach links geklappt, so daß er in die Lage der punktierten Kurve kommt, so wird, wie man leicht übersieht, A_1 gleich der doppelten Summe der Flächeninhalte der beiden Dreiecke CDE und $C'DE'$.

$$A_1 = 2[CDE + C'DE'].$$

Diesem Arbeitsaufwand A_1 steht nun ein Arbeitsgewinn A_2 gegenüber, der sich beim Übergang in die Lage B daraus ergibt, daß sich vier Massenpunkte aus der Entfernung $L = 4l$ der Wand bis auf $4l - e$ nähern, die vier anderen dagegen von $4l$ auf $4l + e$ entfernen. Der Arbeitsgewinn bei diesem Prozesse ist

$$A_2 = 4\int_{4l-e}^{4l} k\,dl - \int_{4l}^{4l+e} k\,dl$$

oder gleich dem vierfachen Flächeninhalt vom Dreieck $C''DE''$ in Fig. 7.

$$A_2 = 4[C''DE''].$$

Für die Frage nach der Stabilität der Zustände A oder B wird es nun einfach darauf ankommen, ob $A_2 > A_1$ oder $A_2 < A_1$ ist.

Es wird für

$A_2 > A_1$ Zustand B stabil,

dagegen für

$A_2 < A_1$ Zustand A stabil.

In ersterem Falle ist also spontane Pseudoisotropie möglich. Zur Erfüllung der Bedingung $A_2 > A_1$ ist es nur erforderlich, daß e einen



bestimmten Wert überschreitet, der je nach dem Verhältnis $l:L$ und je nach dem Verlauf der Funktion $k=f(l)$ verschieden sein wird. In unserem Falle würde sich der Grenzwert von e dadurch bestimmen, daß $2[C''DE''] > [CDE] + [C'DE']$ sein müßte. Jedenfalls ist durch die vorstehenden Überlegungen gezeigt, daß für die Stabilität und damit für die spontane Bildungsmöglichkeit der pseudoisotropen Anordnung lediglich eine bestimmte Bedingung für die Massenverteilung in dem langgestreckten Molekül erfüllt sein muß.

Über das Zustandekommen einfacher Raumgitter in den anisotrop-flüssigen Substanzen.

Eine weitere Anwendung der Vorstellung, die wir uns von der Massenverteilung in den langgestreckten Molekülen zu machen haben, ergibt sich im Anschluß an die folgende Betrachtung. Denken wir uns einen Molekülschwarm, innerhalb dessen der Mittelwert des Abstandes benachbarter Molekeln, das frühere $2l$, jetzt mit b bezeichnet werden möge, so wollen wir eine unendlich kleine Probemasse betrachten, welche parallel zur Längsachse eines Moleküls im Abstande b entlang geführt werden möge (z. B. auf der Geraden MN in Fig. 8). Die beiden Attraktionszentren werden auf diese Masse Anziehungskräfte ausüben, deren Verlauf in der Nähe derselben Maximalwerte erreicht. Nehmen wir an, daß unsere Probemasse längs der starren Geraden völlig reibungslos verschiebbar sei und keinen weiteren Kräften unterliege, so wird sie sich, den Attraktionskräften folgend, auf einen Punkt einstellen, wo die Resultierende der beiden Anziehungen senkrecht zu der Geraden steht. Wenn nun, wie das aus den Kapillaritätsuntersuchungen zu folgen scheint, die Molekularkräfte sehr schnell mit wachsendem Abstande abnehmen, so werden die beiden Punkte, in denen eine Ruhelage unserer Probemasse möglich ist, fast unmittelbar den beiden Attraktionszentren gegenüberliegen, Punkt P_1 und P_2 in der Fig. 8. Je größer nun die Strecke b ist, desto kleiner werden die Attraktionskräfte werden und desto flacher die Maxima im Verlaufe der Kraft längs der Geraden MN werden, je kleiner dagegen b wird, desto größere Werte nehmen die Kräfte an und desto schärfer und ausgeprägter fallen die Maxima aus. Je kleiner also b ist, desto größeren Arbeitsaufwands wird es bedürfen, um unsere Probemasse aus ihrer Ruhelage zu entfernen. Nun darf man nicht außer acht lassen, daß unsern kinetischen Vorstellungen zufolge der mittlere Abstand b senkrecht zur Längsachse gegenüber den bei weiterer Annäherung schnell wachsenden Attraktionskräften aufrecht erhalten wird durch eine mit der Annäherung schnell wachsende Stoßzahl der Moleküle. Solange nun b so groß ist, daß die mittlere Entfernung zweier Attraktionszentren in ein Gebiet fällt, wo die Kraft schon klein und das Maximum längs einer zur Molekülachse parallelen Geraden bei diesem Abstande schon flach ist, so wird keine merkliche Festlegung der Massen gegeneinander erfolgen. Sind aber bei kleinerem b die Kräfte erheblich gewachsen und zudem die Maxima ausgeprägter geworden, so werden die Attraktionszentren sich mit Vorliebe um solche Mittellagen gegeneinander gruppieren, die einer möglichsten Annäherung der Anziehungsmittelpunkte entsprechen. Derartige Lagen sind verschiedene möglich, die am einfachsten für die Ebene durch die Typen A und B der Fig. 8 repräsentiert werden. Sind die Attraktionskräfte sehr groß und die Maxima sehr scharf ausgeprägt, so wird eine derartige Koppelung der einzelnen Attraktionszentren aneinander schon den ziemlich starren Raumgittern fester Kristalle entsprechen, je kleiner die Kräfte und je abgeflachter die Maxima werden, desto mehr wird die Koppelung deformierbar werden und schließlich den heftigen Wärmebewegungen nur sehr unvollkommen oder gar nicht standhalten können. Zwischen diesen Extremen werden alle Arten des Überganges denkbar sein. Da eine energische Koppelung der Moleküle aneinander eine starke Vergrößerung der Reibung nach sich ziehen wird, so wird eine Verminderung der Reibung beim Auftreten der anisotropen Zustände nur auftreten können, wenn die Tendenz zur Herstellung eines Raumgitters noch sehr klein ist. Nur wenn diese Tendenz merklich ist, werden also unsere einfachen früheren Betrachtungen über das Zustandekommen der Dünnflüssigkeit im anisotropen Zustande nahezu den Tatsachen Rechnung tragen; je mehr aber die Attraktionskräfte wachsen (wir haben gesehen, daß zunehmendes Molekulargewicht in dieser Richtung wirkt), desto mehr nähert sich das Verhältnis $\frac{R_{a\,(\min)}}{R_{i\,(\max)}}$ dem Werte 1. Tritt bei einer Substanz

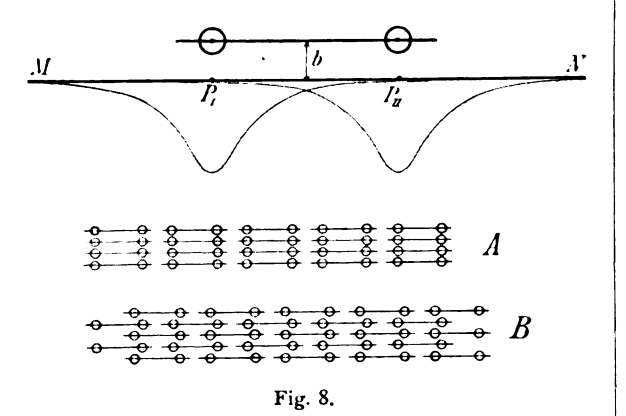


Fig. 8.

bei Eintritt des anisotropen Zustandes keine Unstetigkeit irgendwelcher Art im Verlaufe der Viskosität auf, so halten die Reibungsverminderung durch Herbeiführung der Anisotropie und die Vermehrung durch Koppelung der Molekeln durch die Molekularkräfte einander gerade das Gleichgewicht, die Substanz steht gerade an der Grenze der Typen A und B (Fig. 1). Beim weiteren Wachsen der Molekularkräfte gehört die Substanz der Kategorie B an, die Tendenz der Raumgitterbildung überwiegt die Viskositätsverminderung, welche durch die Richtungsordnung der Längsachsen in den einzelnen Schwärmen bewirkt werden würde. In der Tat können bei solchen Substanzen auch unterhalb der Klärungspunkte alsbald Ansätze zur Kristallbildung beobachtet werden, insbesondere, wenn man sich des Lehmannschen Kunstgriffes bedient, um einzelne Schwärme zu isolieren. Diese nehmen dann nicht Kugelgestalt an, wie bei den dünnflüssigen Substanzen der Kategorie A üblich, sondern zeigen auch oberflächlich ihre Anisotropie, indem sie als langgestreckte Pyramiden oder als Stäbchen usw. erscheinen; Kanten und Ecken sind je nach dem Grade der Starrheit der Raumgitter mehr oder weniger durch die Oberflächenkräfte abgerundet. Berühren sich Individuen gleicher Art unter einem genügend geringen Winkel der Schwarmachsen, so vermögen sie sich ruckweise zu einem einzigen Individuum zu vereinigen. Ein detaillierteres Eingehen auf die zahlreichen einzelnen Tatsachen, die hier ihre Erklärung finden, würde zu weit führen. Jedenfalls sind unsere Überlegungen aber geeignet, um über den Verlauf der Viskosität in den früher unterschiedenen sechs Gruppen einzelnes zu entscheiden. So ergibt eine einfache Überlegung, daß ein Vorkommen von Repräsentanten der Gruppe E wohl als ausgeschlossen zu betrachten ist, denn wenn schon bei der oberen Trübungstemperatur die Raumgitterbildung überwiegt, wie die zunehmende Reibung dokumentiert, so ist es so gut wie völlig als ausgeschlossen zu betrachten, daß bei einer tieferen Temperatur (Übergang von anisotrop I zu II) die weitere Richtungsordnung ein Abnehmen der Reibung ermöglichen dürfte. Auch für die Kategorie C dürften sich Repräsentanten nur dann finden, wenn die anisotrop-flüssige Phase I beim ersten Auftreten wirklich dünnflüssig war und die Breite des Stabilitätsintervalles dieser Phase nicht zu groß ist.

Es erscheint mir diesen Überlegungen zufolge als zweifellos, daß die anisotropen Flüssigkeiten Fälle darstellen, in welchen die Natur den komplexen Prozeß des direkten Auftretens fester Kristalle aus der Schmelze heraus uns gewissermaßen in einzelne Etappen zerlegt vorführt, so daß die Einzelheiten, auf die es bei der Bildung fester Kristalle ankommt, gewissermaßen gesondert studiert werden können. Der Grund, weshalb im allgemeinen der komplexe Vorgang sich in allen seinen Teilen gleichzeitig abspielt, dürfte in dem geringen Formfaktor der Molekeln liegen, der zur Folge hat, daß richtungsgeordnete Schwarmzustände unter Volumabnahme erst stabilisiert werden können, wenn die Annäherung der Moleküle so weit vorgeschritten ist, daß zugleich ein Einschnappen in ein ziemlich starres Raumgitter stattfindet.

Ich zweifle demnach nicht, daß ein eingehendes Studium der anisotrop-flüssigen Zustände im Laufe der Zeit einen immer tieferen Einblick in die Vorgänge bei der Entstehung von festen Kristallen liefern wird. Vielleicht kann auch die noch völlig ungelöste Frage nach der Möglichkeit eines kritischen Punktes zwischen den Zuständen fest und flüssig an der Hand einer Erkenntnis vom Wesen der anisotropen Flüssigkeitszustände ihrer Lösung nähergeführt werden. Unter Heranziehung und Vertiefung namentlich des Begriffes des Kristallkeimes scheint es mir möglich, auf diesem Wege einmal zu einer begründeten detaillierten Theorie des Kristallisierens und damit zugleich zu einer kinetischen Theorie des festen Zustandes zu gelangen.

Im Augenblicke erscheint es mir noch verfrüht, eingehendere Betrachtungen in dieser Richtung hier wiederzugeben, vielmehr möchte ich zum Schlusse der Abhandlung noch einige andere Punkte im Verhalten der anisotropen Flüssigkeiten behandeln und durch Signalisierung einiger bisher noch nicht studierter Effekte an diesen Substanzen darlegen, daß unsere Schwarmtheorie in der Tat bisher unbekannte Erscheinungen vorauszusehen vermag.

Über die Schmelz-, Umwandlungs- und Klärungswärmen anisotroper Flüssigkeiten.

Über die molekularen Schmelzwärmen und Umwandlungswärmen der anisotropflüssigen Substanzen und deren Größenverhältnisse können wir uns ein ungefähres Bild machen, wenn wir die gesamte Resultierende K der Molekularkräfte, den Kohäsionsdruck, als Funktion des Molekularvolumens der Substanz $K = F(v)$ aufgetragen denken. Da die Molekularkräfte rapide mit wachsendem Volumen abnehmen, liefert $K = F(v)$ eine sehr stark abfallende Kurve. Denken wir uns eine Substanz mit 2 anisotrop flüssigen Zuständen und sind die Molekularvolumina beim Klärungspunkt v_i für die isotrope, v_{aI} für die anisotrope Phase I, ferner v_{aI}' und v_{aII} beim Umwandlungspunkt I in II die Molekularvolumina der anisotropen Phasen I und II, schließlich beim Erstarrungspunkt v_{aII}' und v_f die Molekularvolumina der

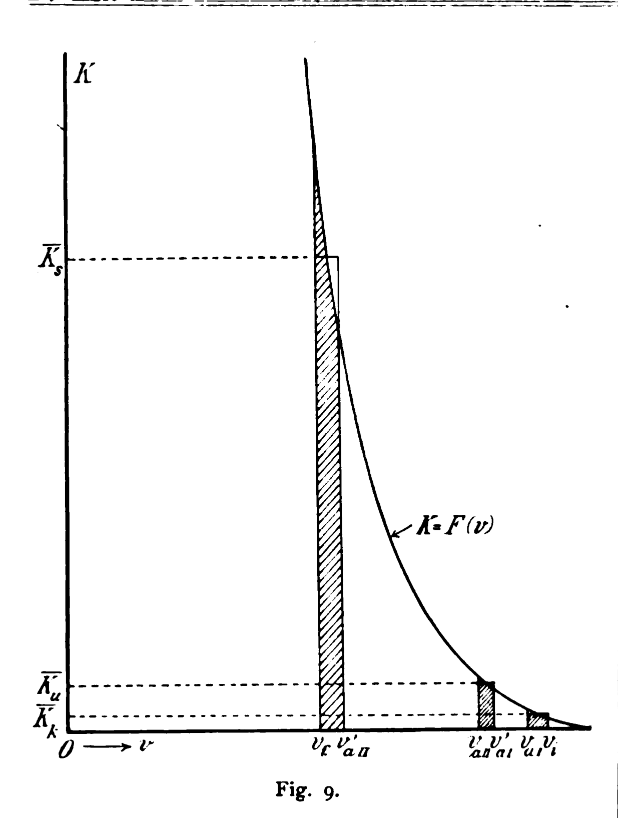


Fig. 9.

anisotropen Phase II sowie der festen Substanz, so sind die für ein Grammolekül stattfindenden Volumänderungen

$v_i - v_{aI}$ beim Klärungspunkt,

$v_{aI}' - v_{aII}$ beim Umwandlungspunkt von I in II,

$v_{aII}' - v_f$ beim Erstarrungspunkt.

Wenn wir nun annehmen, daß bei diesen drei Übergangspunkten nirgends eine Änderung im Molekularzustande stattfindet, so werden die zum Schmelzen, Umwandeln oder Klären nötigen Energiezufuhren die Werte annehmen:

$\int_{v_f}^{v_{aII}} F(v)\,dv = Q_s$ für die Schmelzwärme,

$\int_{v_{aII}}^{v_{aI'}} F(v)\,dv = Q_u$ für die Umwandlungswärme von I in II,

$\int_{v_{aI'}}^{v_i} F(v)\,dv = Q_k$ für die Klärungswärme der Kurve $K = F(v)$.

Bezeichnen wir die mittleren Ordinaten in den 3 Umwandlungsgebieten mit $\bar{K}_s$, $\bar{K}_u$ und $\bar{K}_k$, so erhalten wir

$(v_{aII}' - v_f)\,\bar{K}_s$ für die Schmelzwärme,

$(v_{aI}' - v_{aII})\,\bar{K}_u$ für die Umwandlungswärme,

$(v_i - v_{aI})\,\bar{K}_k$ für die Klärungswärme.

Daraus folgt, daß selbst, wenn die Volumänderungen bei den drei Vorgängen gleich groß wären, die Schmelzwärme eben wegen des schnellen Abfalles der Molekularkräfte mit der Entfernung sehr viel größer sein wird als z. B. die Klärungswärme, eine Folgerung, die durchaus mit Befunden von Schenck und seinen Schülern in Einklang ist.

Diese Verhältnisse werden durch die Unterschiede in der Größe der Schmelzdilatation und Klärungsdilatation im allgemeinen nicht verwischt werden können. In der Tat ergab sich für

Paraazoxyanisol

Schmelzwärme, Mittel aus Werten von Schenck und Schneider, Bühner, Hulett	29,4[1])
Klärungswärme, Mittel aus Werten von De Kock, Bühner, Hulett . . .	0,69

und ähnlich für

Paraazoxyphenetol

Schmelzwärme, Mittel der Werte von Amerio, Hulett	17,8
Klärungswärme, Mittel der Werte von Amerio, Hulett	1,65

In beiden Fällen ist also die Klärungswärme sehr viel kleiner als die Schmelzwärme. Analoge Messungen an Substanzen mit zwei anisotropflüssigen Zuständen liegen noch nicht vor. Bei solchen würde man, wenigstens auf gleiche Beträge der Volumenänderung reduziert, für die Umwandlungswärme Beträge zu erwarten haben, die ihrer Größe nach zwischen den Werten der Schmelzwärme und der Klärungswärme liegen müßten.

Diese hier möglichst einfach angenommenen Verhältnisse können natürlich, wenn neben den betrachteten Vorgängen noch molekulare Veränderungen, Assoziationen zu komplexen Molekülen usw. ins Spiel kommen, erheblich komplizierter werden, weil dann ein Teil der Wärmetönungen und Volumänderungen auf die Assoziationsvorgänge zurückzuführen sein wird.

Über den Einfluß des Magnetismus auf anisotrope Flüssigkeiten.

Es ist durch Versuche Lehmanns, der bekanntlich unter dem Mikroskop einzelne Schwärme durch Zusatz anderer Substanzen als Tröpfchen, die mit einer ausgesprochenen Vorzugs- oder Achsenrichtung behaftet sind, isolierte, festgestellt worden, daß man mit Hilfe des Magnetismus Richtkräfte auf die Moleküle auszuüben vermag. Ich selbst habe die magnetische Beeinflussung der anisotropen Substanz im reinen Zustande untersucht, und zwar in folgender Weise. Zwischen den Polen eines starken Elektromagneten mit durchbohrten Polen, wie er zur Demonstration des longitudi-

1) Die angegebenen Wärmetönungen beziehen sich auf je 1 g Substanz.



nalen Zeeman-Effektes dienlich ist[1]), brachte ich einen nach meinen Angaben von der Firma E. Leybolds Nachf. in Köln hergestellten planparallelen Trog an, bestehend aus zwei mikroskopischen Objektträgern, die durch dünne Glasstreifen in einem Abstande von sehr nahe 0,5 mm gehalten werden. In diesem befand sich Anisaldazin, das mittels eines kleinen unterhalb des Polzwischenraumes stehenden elektrischen Ofens in Form einer Tasche leicht geschmolzen werden konnte. Durch die Bohrungen der Pole hindurch konnte man den Faden einer Glühlampe anvisieren, der ohne Trog oder, solange die Flüssigkeit über ihre Klärungstemperatur hinaus erwärmt war, scharf gesehen wurde, aber beim Trübewerden der Flüssigkeit verschwand und einer diffusen Helligkeit Platz machte. Sobald aber der Magnet erregt wurde, wurden alle vorher in völliger Unordnung durcheinander gelagerten Schwärme parallel gerichtet, vereinigten sich dadurch im wesentlichen zu einem großen Schwarm und der Glühfaden war klar wieder sichtbar. Die Feldstärke betrug einige 1000 Einheiten, und man konnte deutlich das zeitliche Anwachsen der Magnetisierung nach Stromschluß an dem allmählichen Einsetzen des Effektes bemerken. Beim Ausschalten der Magneterregung stellte sich augenblicklich die Trübung wieder her, ein unzweideutiger Beweis dafür, daß nun wieder die unregelmäßige Wärmebewegung die Herrschaft gewonnen, die bei gegebener Temperatur nur Schwärme einer bestimmten Größe bestehen läßt.

Dabei ist es von besonderem Interesse, zu konstatieren, daß unmittelbar an der Glasfläche in einer allerdings offenbar sehr dünnen Schicht die Unordnung der ursprünglichen Schwarmzustände bestehen blieb und nur die Hauptmasse der Flüssigkeit im Inneren magnetisch beeinflußt wurde, so daß die Masse zwar in der Durchsicht völlig klar aussah, im reflektierten Lichte aber trotzdem noch trübe zu sein schien. Diese Erscheinung spricht unzweideutig dafür, daß die magnetische Richtkraft noch nicht ausreichend war, um die unmittelbar der Wand anliegenden Teile der Flüssigkeit zu beeinflussen. Auch Lehmann weist bei verschiedenen Gelegenheiten darauf hin, daß die unmittelbar unter dem Einfluß der Wand stehenden Teilchen ihre Struktur bisweilen hartnäckig beibehalten. Andererseits beweist diese Beobachtung am Anisaldazin deutlich, daß bei dieser Substanz unter den von mir verwendeten Versuchsbedingungen die Tendenz zur Pseudoisotropie noch nicht vorhanden, also nicht Zustand B, sondern Zustand A in Figur 5 der stabilere war. Andernfalls würde ja gerade unter dem Einfluß des Feldes die Pseudoisotropie, falls sie nicht schon spontan vorhanden gewesen wäre, sich besonders leicht haben einstellen müssen.

1) Herrn Prof. Max Wien, der mir den Magneten für diese Versuche freundlichst zur Verfügung zu stellen die Liebenswürdigkeit hatte, sei auch an dieser Stelle herzlich dafür gedankt.

Signalisierung von magnetischen Einflüssen auf die innere Reibung der anisotrop-flüssigen Phase.

Wir haben oben bei der theoretischen Behandlung der Viskositätsanomalien gesehen, daß die Verminderung der inneren Reibung im anisotrop-flüssigen Zustande einem Einstellen der Schwarmachse parallel der Strömungsrichtung zuzuschreiben ist. Da wir nun, wie wir eben gesehen haben, durch magnetische Kräfte richtend auf die Schwärme einzuwirken vermögen, so liegt es nahe zu versuchen, die Schwarmrichtung strömender Substanz magnetisch zu beeinflussen. Würde es z. B. durch Anlegen eines starken transversalen Magnetfeldes gelingen, die Schwarmachsen mehr oder weniger aus der Bewegungsrichtung heraus in eine dazu senkrechte Richtung zu bringen, so wäre eine Vergrößerung der Reibung im anisotropen Zustande zu erwarten, also ein Anwachsen der Ausflußzeit unter sonst gleichen Bedingungen und insbesondere ein Ansteigen des Wertes von $\frac{R_{a(\min)}}{R_{i(\max)}}$. Im Poiseuilleschen Strömungszustand bei möglichst geringen Strömungsgeschwindigkeiten sollte man einen deutlichen Effekt erwarten können. Für den Fall, der eine nicht unbeträchtliche Wahrscheinlichkeit für sich hat, daß die spontane Einstellung der Schwarmachsen in die Strömungsrichtung nur unvollkommen sein sollte, wäre auch eine Verminderung des $\frac{R_{a(\min)}}{R_{i(\max)}}$-Wertes durch Anlegen eines longitudinalen Magnetfeldes zu erwarten, doch erscheint die Möglichkeit, diesen Effekt nachzuweisen, dem Verfasser sehr viel kleiner. Im turbulenten oder hydraulischen Zustande erscheint eine meßbare Beeinflussung der Reibung weniger wahrscheinlich.

Zurzeit sind Versuche zum Studium der magnetischen Beeinflussung der inneren Reibung anisotroper Flüssigkeiten in Vorbereitung. Eine analoge Beeinflussung der Viskositätsanomalien durch ein transversales oder longitudinales elektrostatisches Feld wäre vielleicht ebenfalls möglich, doch scheinen mir die Aussichten für den Nachweis eines derartigen Effektes äußerst gering.

Über den Verlauf der Trübung anisotroper Flüssigkeiten als Funktion der Temperatur.

Unsere Schwarmtheorie der anisotropen Flüssigkeiten sieht in der Schwarmbildung eine

Konkurrenz zwischen den Molekularkräften, die eine Schaffung richtungsgeordneter Zustände anstreben und der Wärmebewegung, die völlig ungeordnete Zustände herzustellen bemüht ist. Aus dieser Auffassung folgt, daß mit sinkender Temperatur wegen der abnehmenden Intensität der Wärmebewegung die Ausbildung größerer richtungsgeordneter Aggregate ermöglicht sein wird. Mit einer solchermaßen wachsenden mittleren Schwarmgröße wird die Zahl der Schwärme pro Volumeinheit abnehmen, mit ihr die Zahl der Unstetigkeitsflächen, an denen durch Zerstreuung des Lichtes die Trübung hervorgerufen wird, und wir werden daher schließen müssen, daß die Trübung mit wachsender Temperatur mehr und mehr verschwinden muß. Nun hat in der Tat Vorländer Substanzen gefunden, die sich leicht sehr weit unter den Trübungspunkt unterkühlen lassen, und konstatiert, daß die anisotrope und dabei zweifellos flüssige Substanz noch in Schichtdicken von einigen Zehntel-Millimeter völlig klar bleibt. Dieser Befund spricht in hohem Grade für die Richtigkeit unserer Überlegungen. Ferner hat Schenck vor einigen Jahren[1]) orientierende Versuche darüber gemacht, wie sich die Trübung einer anisotropen Flüssigkeit mit der Temperatur ändert. Es war ihm dabei allerdings lediglich um eine Widerlegung der Emulsionstheorie zu tun, derzufolge die Trübung beim Klärungspunkte beginnend mit wachsender Temperatur hätte zunehmen sollen. Daher begnügte sich Schenck damit zu konstatieren, daß ein derartiger Verlauf der Trübung nicht vorliege und äußert sich sogar dahin, daß die Trübung völlig konstant bleibe. Studiert man aber die von Schenck angegebenen Zahlenwerte seiner 5 Versuche genauer, so merkt man bald, daß dieselben sogar ganz unzweideutig für eine Abnahme der Trübung mit sinkender Temperatur sprechen.

Nimmt man nämlich an, daß die Anfangsablesungen im anisotropen Zustande der sämtlichen 5 Schenckschen Versuche sich auf die gleiche Temperatur beziehen und ebenso die Schlußablesungen[2]), und trägt die einzelnen Beobachtungszeiten in ein Diagramm ein (punktierte Kurven in Fig. 10), so kann man deutlich die abnehmende Tendenz erkennen und findet dieselbe besonders deutlich in den Mittelwerten ausgeprägt, welche einen durchaus glatten Verlauf liefern (dicke ausgezogene Kurve). Demjenigen, der selbst intensiver spektrophotometrisch gearbeitet hat, wird das starke Schwan-

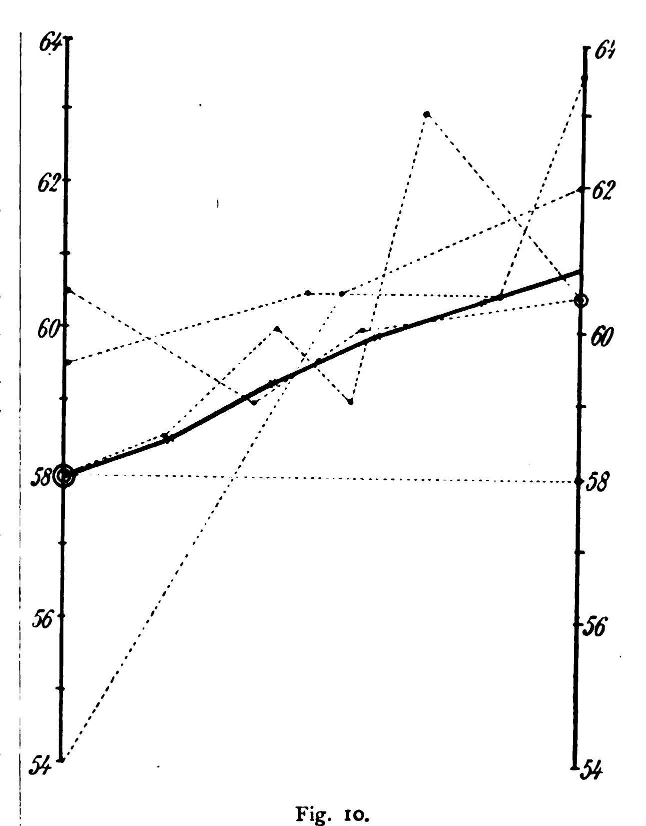


Fig. 10.

ken der Einzelbeobachtungen und die trotzdem durch Mittelwertbildung aus zahlreichen Ablesungen erreichbare Genauigkeit bekannt sein. Wenn demnach auch der Verlauf der Trübung anisotroper Flüssigkeiten als Funktion der Temperatur noch zweifellos einer genaueren Untersuchung bedarf, so darf doch wohl in dem eben angeführten wenigstens eine vorläufige Bestätigung unserer Überlegungen erblickt werden. Eine genauere Untersuchung dieses Gegenstandes wird demnächst unternommen werden.

Zurzeit scheint es mir noch verfrüht, die Schwarmtheorie der anisotropen Flüssigkeiten eingehender auszugestalten und ich halte es vielmehr für wünschenswert, durch Beschaffung sorgfältigen Beobachtungsmateriales auf den verschiedenen Gebieten eine eingehendere Prüfung der einzelnen Konsequenzen der Schwarmtheorie zu ermöglichen. Insbesondere ist eine möglichst eingehende physikalisch-chemische Untersuchung der Substanzen mit zwei anisotrop-flüssigen Phasen wünschenswert, die leider in vielen Fällen durch die Unbeständigkeit und Kostbarkeit der notwendigen Präparate sehr erschwert wird.

Auch bei den hier ausgeführten Versuchen, wie bei den in Vorbereitung befindlichen hatte ich mich der Unterstützung der Jagor-Stiftung

1) R. Schenck, Kristallinische Flüssigkeiten und flüssige Kristalle. W. Engelmann, Leipzig 1905. S. 39.

2) Durch diese Annahme legt man den 5 Versuchen gleiches Gewicht bei; Herr Schenck hat mit abkühlender Schmelze gearbeitet und gibt Ablesungszeiten, aber keine Temperaturen an.

zu erfreuen, der auch an dieser Stelle aufrichtigster Dank abgestattet sei.

Danzig-Langfuhr, Physikalisch-chemisches Laboratorium der Kgl. Technischen Hochschule. 5. März 1909.

(Eingegangen 5. März 1909.)

Über die Viskositätsanomalien von Emulsionen im turbulenten Strömungszustande.

Von Fr. A. Willers.

In einem Vortrage auf der XIV. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft zeigte Herr E. Bose auf Grund theoretischer Überlegungen, daß bei binären Flüssigkeitsgemischen im kritischen Lösungspunkt Anomalien der inneren Reibung zu erwarten seien, wie sie in ganz ähnlicher Art bei anisotropen Flüssigkeiten beobachtet worden sind [1]). Daraufhin sind dann von Herrn V. Rothmund experimentelle Untersuchungen an einigen kritischen Gemischen, z. B. auch an demjenigen von Isobuttersäure und Wasser angestellt worden, die in der Tat den vorhergesagten Verlauf der Abhängigkeit der inneren Reibung von der Temperatur ergaben [2]). Herr E. Bose hat dann weiter auf Grund seiner Schwarmtheorie der anisotropen Flüssigkeiten [3]) vermutet, daß diese Viskositätsanomalien bei anisotropen Flüssigkeiten im turbulenten Strömungszustande geringer sein würden, da die auftretenden Wirbel die Schwärme der ihrer Richtung nach geordneten Moleküle mehr oder weniger zerstören müssen. Nach dieser Richtung hin von ihm an Anisaldazin ausgeführte Versuche [4]) haben diese Vermutung bestätigt. Es fragte sich nun: tritt auch bei den binären kritischen Gemischen infolge der intensiveren Durchwirbelung im turbulenten Strömungszustande die durch Versuche im Poiseuilleschen Zustand nachgewiesene Viskositätsanomalie in der Nähe des kritischen Trübungspunktes immer mehr zurück oder bleibt dieselbe bestehen und ist damit ein wesentliches Kriterium gegen die Emulsionsnatur der anisotropen Flüssigkeiten gefunden?

Auf Veranlassung des Herrn Prof. E. Bose habe ich darüber einige Versuche mit einer ganz analogen Versuchsanordnung ausgeführt, wie er sie in der oben erwähnten Arbeit zur Untersuchung des turbulenten Zustandes der anisotropen Flüssigkeiten verwandt hat. Nur hatte das Reibungsgefäß nicht die dort angegebene Form, sondern die in Fig. 1 wiedergegebene. Zwischen den einzelnen kugelförmigen Erweiterungen waren Marken angebracht, und diese selbst waren sowohl durch Auswägen als auch durch Vergleich der Ausflußzeiten bei denselben Drucken und konstanter Temperatur aufeinander bezogen. Bei niederen Drucken konnte man daher die in den oberen kleinen Kugeln enthaltene Menge durch die Kapillare fließen lassen, während für höhere Drucke eine der beiden großen Kugeln oder, wie es bei den meisten Versuchen geschah, die beiden großen Kugeln benutzt werden konnten. Man erhielt so bei den niedrigen Drucken nicht übermäßig lange Ausflußzeiten, bei den hohen nicht zu kurze, die die Genauigkeit beeinträchtigt hätten. Zur Bestimmung der Zeit wurden immer die Marken am ausfließenden Gefäß benutzt. Sämtliche Zeiten sind dann so umgerechnet worden, daß in die Figuren 2 bis 15 die Logarithmen derjenigen Zeiten eingetragen sind, die für die entsprechenden Verhältnisse zum Ausfluß der größeren beiden Kugeln nötig sein würden.

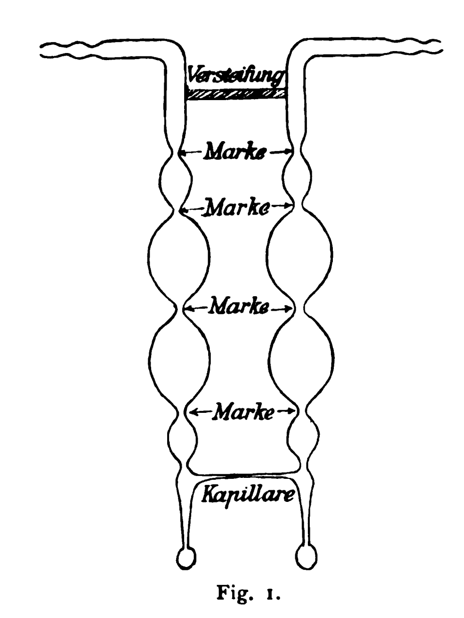


Fig. 1.

Da man aber mit dieser Anordnung noch nicht zu genügend niedrigen Drucken kam, wurden schließlich auf beiden Seiten die drei oberen Kugeln abgeschnitten und anstatt dessen zylindrische Rohre angeschmolzen. Die auf einer Seite höher stehende Flüssigkeit strömte dann allein unter ihrem eigenen Druck durch die Kapillare. Infolge der zylindrischen Form konnte dabei leicht der mittlere Druck bestimmt werden, unter dem die Flüssigkeit beim Durchfluß stand. Die beiden unteren kleinen Kugeln wurden nicht mit fortgeschnitten, um die Kapillare sicher unverändert erhalten zu können.

Als zu untersuchende Flüssigkeit wurde ein kritisches Gemisch von Isobuttersäure und Wasser genommen. Dasselbe eignet sich besonders gut für derartige Versuche, weil das in Betracht

1) Vgl. Zeitschr. für Elektrochemie 1907, 449—456; ausführlicher diese Zeitschr. 8, 347, 1907.
2) Vgl. Zeitschr. für physik. Chemie 63, 54—82.
3) Diese Zeitschr. 9, 708—713, 1908.
4) Diese Zeitschr. 10, 32—36, 1909.

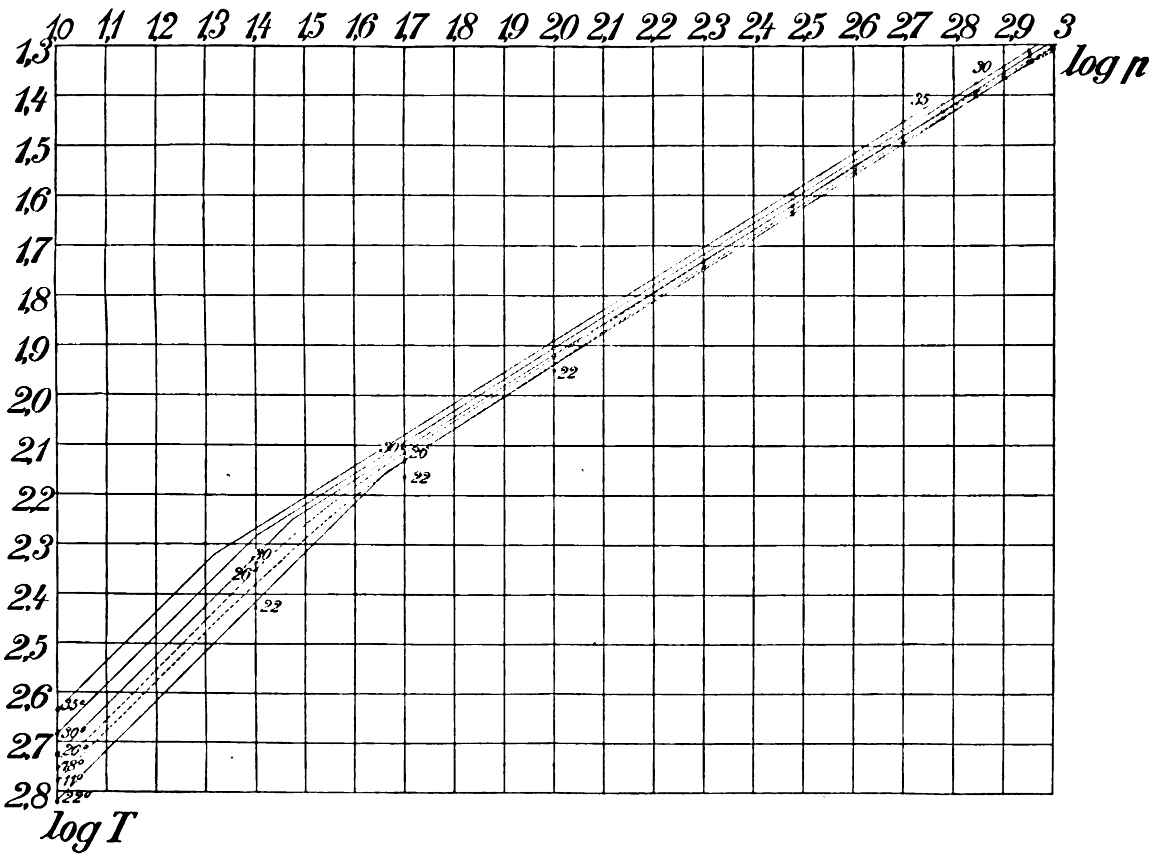


Fig. 2.

kommende Temperaturgebiet um die Zimmertemperatur herum liegt. Da die Temperatur aus diesem Grunde sich leicht längere Zeit konstant halten ließ, so wurden die Versuche so angestellt, daß bei konstanter Temperatur für eine ganze Reihe von Drucken die Ausflußzeiten bestimmt wurden, abgesehen von den einige Wochen später ausgeführten Versuchen im Poiseuilleschen Zustand, wo mit konstantem Druck und variabler Temperatur gearbeitet wurde. Der kritische Punkt meines Gemisches lag etwa bei 22^0, also einige Grade tiefer, als ihn Herr V. Rothmund angibt. Nachdem das Gemisch einige Zeit gestanden hatte, war derselbe noch weiter gesunken und lag bei den Versuchen im Poiseuilleschen Zustand etwa bei 21^0.

Was nun die Aufzeichnung der Resultate anlangt, so habe ich zunächst Isothermen gezeichnet, die die Abhängigkeit der Ausflußzeit T vom Druck p geben. Man pflegt dabei nach Brillouin[1]) zwei Arten der Auftragung zu verwenden. Einmal trägt man $p \cdot T$ als Funktion von p auf. Der Poiseuillesche Zustand gibt dann eine horizontale Gerade, während der turbulente Zustand in unserem Falle eine gekrümmte Linie ergibt. Ich habe die andere Aufzeichnung gewählt, wo man $\log \frac{1}{T}$ als Funktion von $\log p$ aufträgt. Hier erhält man für den Poiseuilleschen Zustand bei Anwendung gleicher Maßstäbe eine unter 45^0 geneigte Gerade. Für den turbulenten Zustand erhält man ebenfalls für nicht zu hohe Drucke angenähert eine Gerade, die natürlich eine andere Neigung besitzt, und diese beiden Geraden gehen durch ein gekrümmtes Kurvenstück ineinander über. Letzteres ist der Bereich, in dem weder der Poiseuillesche noch der turbulente Zustand stabil sind. Für höhere Drucke, etwa von 800 mm ab, scheinen die Kurven nach unten hin von der Geraden abzuweichen. Doch läßt sich in dem für uns in Betracht kommenden Gebiete der turbulente Zustand angenähert recht gut durch eine Gerade darstellen; wenigstens gilt das für die Temperaturen über dem kritischen Punkt. In Fig. 2 sind für 35^0, 30^0, 26^0 und 22^0 die beiden Geraden gezeichnet, während das sie verbindende Kurvenstück nur durch einzelne bei den Versuchen erhaltene Punkte angedeutet ist. Für Temperaturen unterhalb des kritischen Punktes verlaufen die Isothermen im Gebiet des Poiseuilleschen Zustandes wieder deutlich gerade, im turbulenten Zustand

1) Marcel Brillouin, Leçons sur la viscosité des liquides et des gaz, partie I, chap. IV.

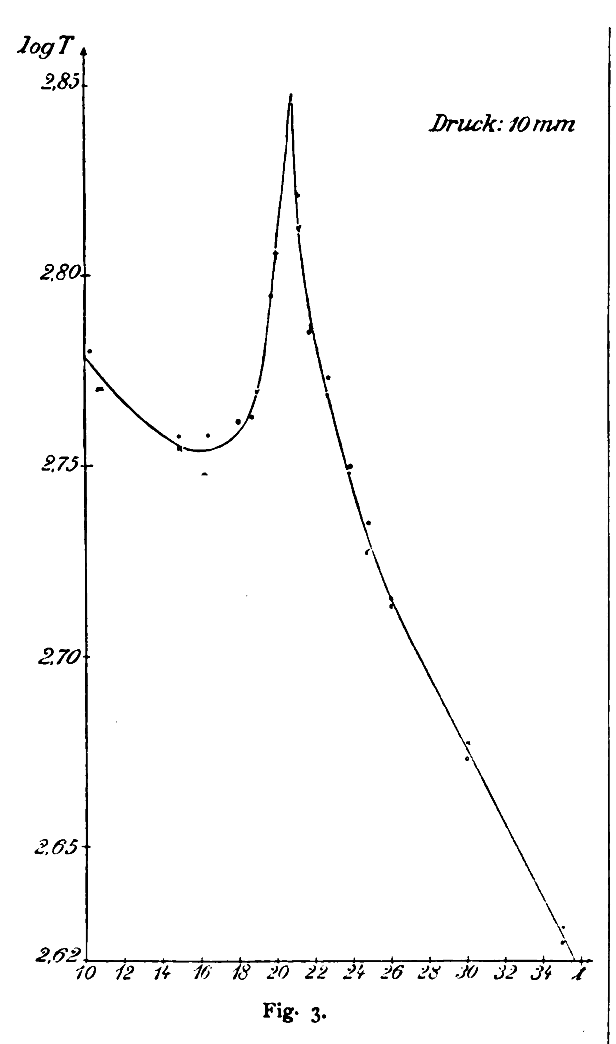


Fig. 3.

zeigen sie dagegen eine schwache Krümmung, so daß ich mich nicht entschließen konnte, den turbulenten Zustand ebenso wie bei den Isothermen oberhalb der kritischen Temperatur

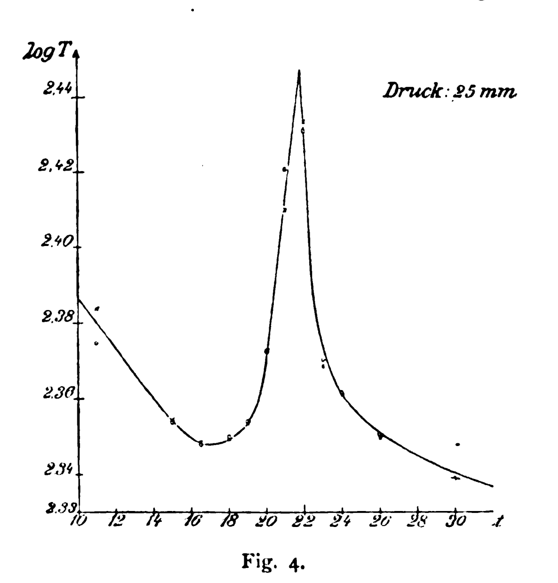


Fig. 4.

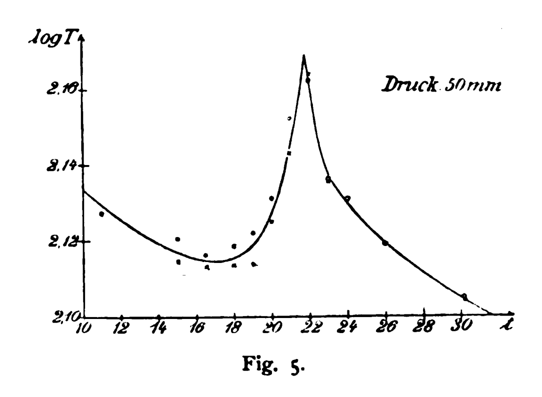


Fig. 5.

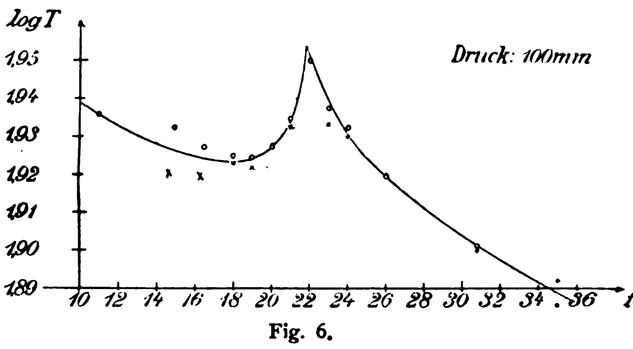


Fig. 6.

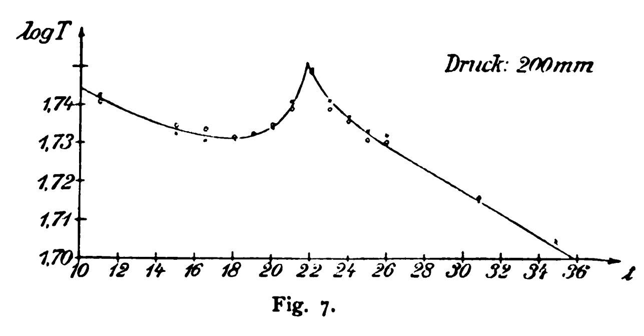


Fig. 7.

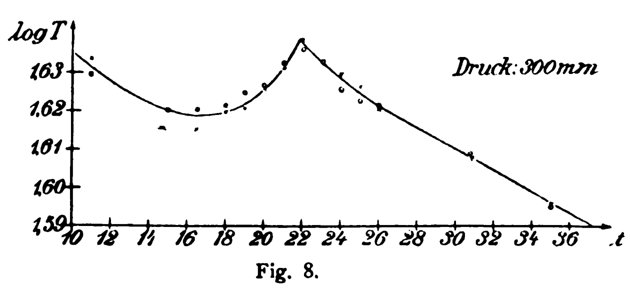


Fig. 8.

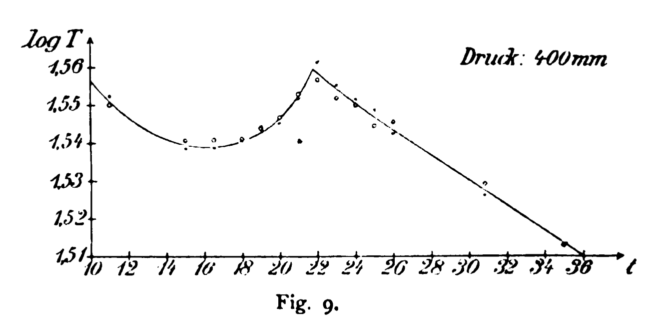


Fig. 9.

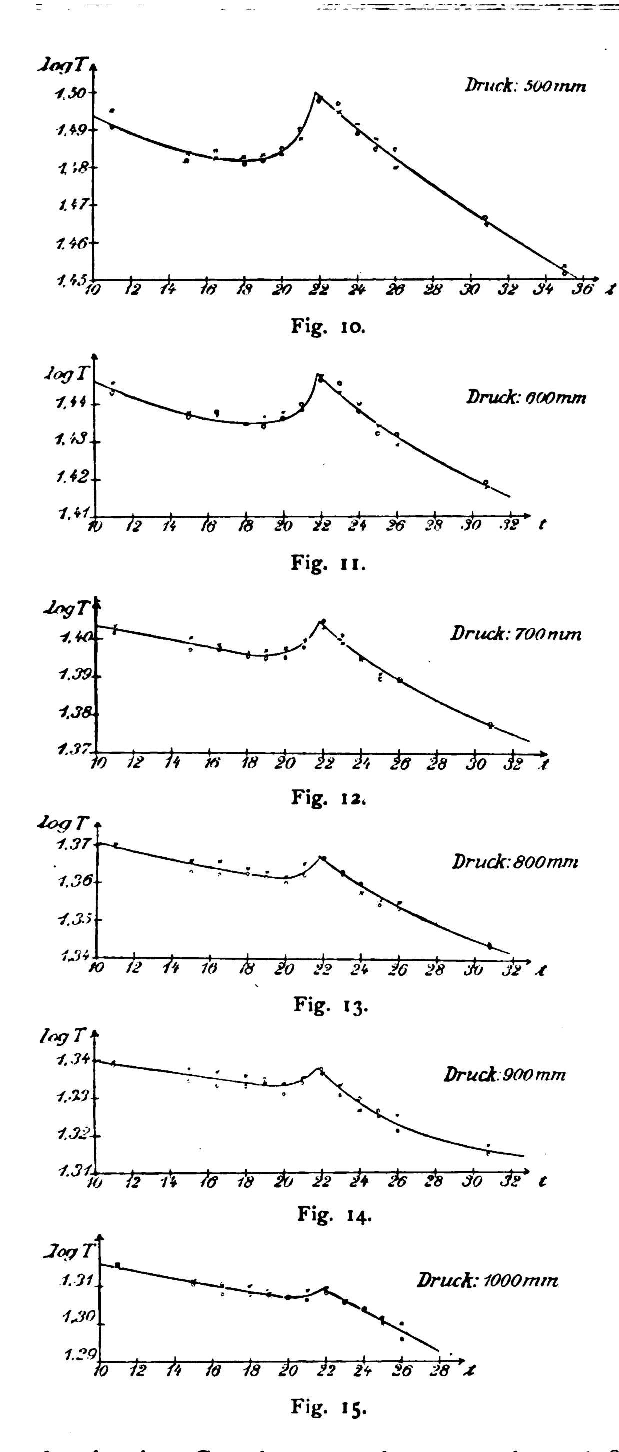


Fig. 10.

Fig. 11.

Fig. 12.

Fig. 13.

Fig. 14.

Fig. 15.

durch eine Gerade anzunähern, sondern daß ich es vorgezogen habe, die Punkte durch eine kontinuierliche Kurve zu verbinden. In Fig. 2 sind zwei solcher Kurven für 18^0 und für 11^0 gestrichelt eingezeichnet.

Die eigentlichen Resultate der Versuche aber zeigen die Fig. 3—15, die aus den Isothermen entnommen sind und in denen für konstanten Druck die Abhängigkeit der Durchflußzeit und damit der inneren Reibung von der Temperatur dargestellt ist. Ich habe hier als Ordinate den Logarithmus der Durchflußzeit aufgetragen und nicht, wie Herr Bose (l. c.) getan hat, die Durchflußzeit selbst multipliziert mit einem Faktor, der die Ordinaten aller Kurven in dem durch die Spitze dargestellten Viskositätsmaximum gleich groß macht, weil mir die Ordinate in der Spitze der Kurven am wenigsten genau bestimmbar zu sein scheint. Auch bei dieser Art der Auftragung lassen sich durch einfache Parallelverschiebung alle Kurven für den Poiseuilleschen Zustand zur Deckung bringen. Man sieht also daraus, daß sich die Spitze und der Haken der Kurven bei dem Druck einer 10 mm bezw. 25 mm hohen Quecksilbersäule (abgesehen von der schon oben erwähnten Verschiebung des kritischen Punktes) angenähert decken, daß auch für 25 mm Druck in diesem Teil der Kurve noch der Poiseuillesche Zustand herrscht, während für höhere Temperaturen schon bei 25 mm Druck teilweise turbulente Bewegung eintritt. Es stimmt das auch ziemlich gut mit der Lage der entsprechenden Punkte in Fig. 2 überein.

Die Nullkreise in den Kurven geben die Durchflußzeit von links nach rechts, die kleinen Kreuze diejenige von rechts nach links an, analog Boses Versuchsreihen *a* und *b* (l. c.). Am größten sind die Abweichungen hier bei der Kurve für 10 mm Druck. Es erklärt sich das daraus, daß die Ausflußzeiten sich in dem zylindrischen Gefäße nicht so genau messen lassen, wie beim Durchfluß in dem an den Einschnürungsstellen mit Marken versehenen in Fig. 1 wiedergegebenen Gefäß.

Aus dem Gesamtverlauf der Kurven geht deutlich hervor, daß wir bei dem kritischen Gemisch von Isobuttersäure und Wasser eine ganz ähnliche Erscheinung haben, wie sie Herr E. Bose bei den anisotropen Flüssigkeiten beobachtet hat. Auch hier nimmt mit der Stärke der Durchwirbelung die Reibungsanomalie in der Nähe des kritischen Punktes immer mehr ab. Ob das auch in der Weise geschieht, daß, wie bei der anisotropen Flüssigkeit, die Veränderung infolge des eintretenden turbulenten Strömungszustandes sich zunächst in der Nähe des kritischen Punktes geltend macht, darauf geben die vorliegenden Untersuchungen keine Antwort. Der Zweck derselben war nur der, durch möglichst tiefes Eindringen in das Gebiet des turbulenten Strömungszustandes überhaupt die Frage nach dem Vorhandensein oder Nichtvorhandensein eines derartigen Effektes zu entscheiden.

Auf die Deutung der Versuchsergebnisse will ich mich nicht einlassen, um so weniger, als die Theorie der turbulenten Strömung noch nicht über erste Ansätze hinaus gekommen ist; nur will ich erwähnen, daß drei Effekte eventuell von Einfluß sein könnten:

1. Während wir uns im Poiseuilleschen

Zustande vom kritischen Punkt aus auf der Grenze zwischen dem Gebiet unbegrenzter und begrenzter Mischbarkeit bewegen, wo also im wesentlichen nur die Viskosität der suspendierenden Flüssigkeit in Betracht kommt, könnte im turbulenten Zustande auch die Viskosität der suspendierten Phase von Einfluß sein, so daß wir gewissermaßen in das Gebiet der begrenzten Mischbarkeit eindringen.

2. Es wäre denkbar, daß der Einfluß suspendierter Teilchen an sich im turbulenten Zustand mehr zur Geltung käme als im Poiseuilleschen.

3. Von anderer Seite im hiesigen Laboratorium ausgeführte Versuche haben gezeigt, daß das Verhältnis der Viskositäten zweier Flüssigkeiten im Poiseuilleschen und im turbulenten Zustand ein ganz anderes sein kann, daß sogar eine Flüssigkeit, die im Poiseuilleschen Zustand zäher ist als eine andere, im turbulenten Zustand als die dünnflüssigere erscheinen kann. Vielleicht werden in unserem Falle ähnliche Verhältnisse vorliegen, doch kann man darüber erst entscheiden, wenn jene Untersuchungen noch weitergeführt sind.

Jedenfalls zeigen meine Versuche deutlich, wie weitgehend der Parallelismus bezüglich der Viskositätsanomalien zwischen den sog. kristallinischen Flüssigkeiten einerseits und den Emulsionen andererseits ist, und daß demnach auf Grund des Viskositätsverlaufs keinerlei Entscheidung zwischen den verschiedenen Theorien der anisotropen Flüssigkeiten möglich ist.

Zum Schluß möchte ich Herrn Prof. E. Bose auch an dieser Stelle meinen aufrichtigen Dank aussprechen für die Anregung zu dieser Arbeit.

Danzig-Langfuhr, Physikalisch-chemisches Laboratorium der Kgl. Technischen Hochschule, im Februar 1909.

(Eingegangen 27. Februar 1909.)

Nachträgliche Anmerkung bei der Korrektur.

Wenn es sich darum handelt, verschiedene Substanzen miteinander oder die gleiche Substanz, z. B. bei verschiedenen Temperaturen, zu vergleichen, so ist es von Wichtigkeit, alle Angaben auf eine gleiche Intensität der Durchwirbelung beziehen zu können. Als solche reduzierte Koordinate empfiehlt sich das Druckgefälle (oder bei unverändertem Reibungsröhrchen der Druck), ausgedrückt in Vielfachen desjenigen Druckgefälles (bzw. Druckes), welches in der Isothermendarstellung der Fig. 2 dem Schnittpunkt der Poiseuilleschen mit der Turbulenz-Geraden entspricht. Bei gleichen Vielfachen dieser Einheit befinden sich die verschiedenen Substanzen (oder etwa die gleiche Substanz unter verschiedenen Temperaturen) in völlig vergleichbaren Zuständen und die Verhältnisse werden dann besonders einfach. Führt man z. B. bei den vorliegenden Isobuttersäure-Wassermessungen diese Konstruktion für verschiedene Werte der Durchwirbelung aus, so erhält man an Stelle der Kurven 3 bis 15 stets einander außerordentlich ähnliche Kurven, welche sich durch Parallelverschiebung im allgemeinen etwa mit derselben Annäherung zur Deckung bringen lassen, mit der dies mit den Isothermen der Fig. 2 möglich ist. Ob und inwieweit es durch einen derartigen Vergleich bei übereinstimmender Turbulenz möglich ist, tiefer in das Wesen der turbulenten Reibung, ihre Gesetze und Materialkonstanten einzudringen, wird sich erst an der Hand weiteren Beobachtungsmaterials beurteilen lassen.

E. Bose und Fr. A. Willers.

Tagesereignisse.

Der Professor der Mathematik an der Universität Paris, Henri Poincaré, wird in Göttingen auf Einladung der Kommission der Wolfskehlstiftung vom 22. bis 28. April eine Serie von Vorträgen mathematischen und physikalischen Inhalts in deutscher Sprache halten.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Marburg Dr. A. Wegener für Meteorologie, Astronomie und kosmische Physik, an der Universität Berlin Dr. Gustav Witt für Astronomie.

Berufen: Der Dozent für physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Danzig Professor Dr. Emil Bose zum ord. Professor der Physik und Direktor des physikalischen Instituts an der Universität La Plata in Argentinien, der Privatdozent an der freien Universität Brüssel Ing. Dr. Goldschmidt zum wissenschaftlichen Beirat am Thermodynamischen Laboratorium der Universität Berlin, der Astronom Einar Hertzsprung in Kopenhagen zum Professor für Astronomie und Astrophysik an der Universität Göttingen, der Privatdozent an der Universität Berlin Dr. Siegfried Valentiner zum etatsmäßigen außerordentlichen Professor für Physik an der Technischen Hochschule Hannover, Professor Jean Becquerel zum Professor für Physik am Musée d'Historie naturelle in Paris, der a. o. Professor an der Universität Straßburg Dr. Emil Timerding zum ord. Professor für angewandte Mathematik an der Technischen Hochschule Braunschweig, der Dozent für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Danzig Dr. Konrad Simons zum a. o. Professor an der Universität Jena, der Assistent für theoretische Physik an der Universität Leiden Dr. L. S. Ornstein zum Lektor für mathematische Physik, Hydrodynamik und mathematische Chemie an der Reichsuniversität Groningen.

Verliehen: Dem ord. Professor der physikalischen Chemie an der Universität Göttingen Dr. Gustav Tammann der Titel Geheimer Regierungsrat, dem Privatdozenten für physiologische Chemie an der Universität Berlin Dr. Ernst Friedemann der Titel Professor.

In den Ruhestand: Der a. o. Professor der Chemie an der Universität Königsberg Dr. Lassar-Cohn.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 8. 15. April 1909. 10. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 9 am 24. April 1909.

INHALT.

An unsere Leser!

Mit der heutigen Nummer übernimmt Herr Privatdozent Dr. Fr. Krüger, Göttingen, die Redaktion der Physikalischen Zeitschrift. Er tritt damit an die Stelle von Herrn Professor Bose, der wegen seiner Übersiedelung an die Universität La Plata die Redaktion niederlegen mußte. Herr Prof. Bose hat $4^1/_2$ Jahre lang die Redaktion in Händen gehabt. Das Vertrauen, welches er sich in dieser Zeit bei unseren Mitarbeitern und Lesern erworben hat, sichert seinem Namen ein dankbares Andenken in der Geschichte unserer Zeitschrift. Wir bitten, dieses Vertrauen auch auf seinen Nachfolger zu übertragen.

Die Herausgeber — Der Verleger

E. Riecke. H. Th. Simon. — **S. Hirzel.**

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die γ-Strahlen des Uraniums.

Von Frederick Soddy und Alexander S. Russell.

Unsere Kenntnis von den γ-Strahlen des Uraniums war bislang auf ihre Entdeckung durch Rutherford [1]) und die Beobachtungen von Eve [2]) beschränkt. Eve lenkte die Aufmerksamkeit auf ihre außerordentlich geringe Stärke und ihr verhältnismäßig geringes Durchdringungsvermögen. Er fand, daß Uranium nur ungefähr ein Zehntel so viel γ-Strahlen aussendet wie Thorium, wenn die Untersuchung durch eine Bleischicht von 0,64 cm hindurch erfolgt. Das ist äußerst bemerkenswert in Anbetracht dessen, daß Uranium ungefähr sechsmal mehr β-Strahlen aussendet. Während die γ-Strahlen des Thoriums denselben Wert des Absorptionskoeffizienten haben wie die des Radiums [λ (cm)$^{-1}$ = 0,57 bis 0,46 in einem Bereiche von 0,64 bis 3,0 cm Bleischicht], werden die γ-Strahlen des Uraniums viel leichter absorbiert. Eve hat für λ den Wert 1,4 angegeben bei Bleischichten zwischen 0,28 und 0,92 cm Stärke. Er hat festgestellt, daß die Strahlung homogen ist, daß die Absorption in diesem Bereiche einem Exponentialgesetz folgt, und daß die Strahlen in einer 1 cm dicken Bleischicht praktisch vollkommen absorbiert werden. Eve arbeitete mit Uranylnitrat.

Uns standen 50 kg reinen Uranylnitrats zu

1) Diese Zeitschr. 3, 517, 1902.
2) Diese Zeitschr. 8, 183, 1907.



Gebote, die uns ein Freund gelegentlich der Untersuchungen des einen von uns über den Vater des Radiums[1]) in liebenswürdiger Weise zur Verfügung gestellt hatte. Wir waren daher in der Lage, die Untersuchungen über die γ-Strahlen des Uraniums bedeutend zu erweitern und die Ergebnisse teilweise zu berichtigen. Durch eine lange Reihe chemischer Operationen, teils bekannter, teils neuer, die sich aber zum großen Teil auf die vortrefflichen chemischen Arbeiten von Sir William Crookes, dem Entdecker dieser Substanz[2]), gründeten, haben wir den größeren Teil des Uranium *X* aus dem Uranium abgeschieden und es bei der letzten Trennungsoperation in Gestalt dünner Schichten von nur wenigen Milligrammen Gewicht erhalten. Die Operationen beanspruchen etwa 12 Tage. Wie zuerst einer von uns nachgewiesen hat[3]), liefert *Ur X* keine der α-Strahlen, aber alle β-Strahlen des Uraniums; es liefert ferner, wie zu erwarten stand, und wie die vorliegende Arbeit lehrt, auch die γ-Strahlen. Wir fanden, daß diese ebenso schnell abklingen wie die β-Strahlung, nämlich in je 22 Tagen auf die Hälfte. Die anfängliche β-Strahlung des reinen Präparates ließ einen Röntgenstrahlenschirm ungefähr in demselben Maße aufleuchten wie 7 mg reinen Radiumbromids in einer dünnen zugeschmolzenen Glasröhre. Das Leuchten war in einem vollständig erhellten Raume deutlich zu sehen, wenn der Schirm im Schatten des Beobachters stand. Wie Eve gefunden hatte, ist jedoch die γ-Strahlung außerordentlich schwach. Wir verglichen sie genau mit der γ-Strahlung seitens einer bekannten Menge reinen Radiumbromids nach dem Durchgange durch eine 2,5 cm starke Bleischicht, und zwar mittels eines Elektroskops. Unter diesen Verhältnissen war das *Ur X* mit 0,053 mg Radiumbromid gleichwertig. Wie weiter unten dargetan werden soll, läßt sich berechnen, daß der Bleischirm die γ-Strahlen des Uranium *X* auf 20,6 Proz. und die des Radiums auf 55 Proz. ihres Anfangswertes herabminderte. Nach diesen Angaben kann man unter Berücksichtigung des Abfalls während der Abscheidungsprozesse überschläglich schätzen, daß die γ-Strahlen der beiden Elemente Uranium und Radium sich ungefähr wie eins zu fünfhundert Millionen verhalten, wenn man, wie im vorliegenden Falle, die Absorption ausscheidet und nur mit den harten γ-Strahlen arbeitet.

Ehe die Aktivität des Präparats zu weit sank, konnten wir noch den Absorptionskoeffizienten der γ-Strahlen in 14 Substanzen genau bestimmen. Wie Wigger es bei den γ-Strahlen des Radiums gefunden hat[1]), folgt die Absorption, nachdem eine kritische Anfangsschichtdicke der Substanz durchdrungen worden ist, streng einem Exponentialgesetz, und der Absorptionskoeffizient ist der Dichte der Substanz sehr angenähert proportional. So folgt bei Blei zwischen 1 und 5 cm Schichtdicke und bei allen übrigen Stoffen in entsprechenden Bereichen der Schichtdicke die Absorption innerhalb der sehr engen Versuchsfehlergrenzen vollkommen einem Exponentialgesetz. Der Wert des Absorptionskoeffizienten $\lambda\,(\text{cm})^{-1}$ ist für Blei 0,62. Im allgemeinen ist für alle Substanzen der Wert von λ/d, wo d die Dichtigkeit ist, ungefähr 0,055 gegenüber 0,021 für die γ-Strahlen des Radiums für Schichtdicken von mehr als 2,8 cm Blei (Wigger). Die γ-Strahlen des Uraniums werden also ungefähr $2\,{}^1\!/_2$ mal so stark absorbiert wie die des Radiums.

Die Versuchsbedingungen sind von grundlegender Bedeutung, denn sie beeinflussen den für den Absorptionskoeffizienten erhaltenen Wert sehr stark. Bei unseren Versuchen ähnelte die Anordnung in der Hauptsache der Wiggerschen. Die absorbierenden Platten waren nämlich dicht angeschraubt und bildeten die Grundplatte des Elektroskops. Das Präparat wurde an einer bestimmten Stelle daruntergelegt. Bei Isolatoren wurde die obere Fläche mit einem dünnen Aluminiumblatt bedeckt. Soweit angängig, bestanden die absorbierenden Platten alle aus demselben Material. Nur bei leichten Substanzen und bei einem Versuche mit Quecksilber war die Grundplatte des Elektroskops, wie bei den Versuchen von Wigger, eine Bleiplatte. Deren Dicke war 1,2 cm. Unser Wert für den Absorptionskoeffizienten ist ganz von dem verschieden, den Eve angegeben hat, und es ist in der Tat etwas zweifelhaft, was für Strahlen Eve beobachtet hat. In dem von ihm verwendeten Bereiche für die Dicke der Bleischichten, also zwischen 0,28 und 0,92 cm finden wir, daß die Strahlen nicht homogen sind, und daß das Exponentialgesetz keineswegs gilt. Es ist in verhältnismäßig großer Stärke eine sehr viel weniger durchdringungskräftige Strahlung vorhanden, die in einer 1 cm dicken Bleischicht vollkommen absorbiert wird und einen 8 bis 10 mal so großen Wert für λ hat wie der durchdringungskräftige Typus. Wir untersuchen zurzeit die Absorption und die magnetische Ablenkbarkeit dieser Strahlen. Sie werden bei den Eveschen Messungen mit Uranylnitrat verhältnismäßig viel weniger hervorgetreten sein als bei den unsrigen mit *Ur X*, und zwar wegen der starken Absorption im erstgenannten Falle. Es sei erwähnt, daß das Vorhandensein einer sehr weichen γ-Strahlung, entsprechend der

1) Nature, 28. Januar 1909, S. 366.
2) Proc. Roy. Soc. **66**, 409, 1900.
3) Trans. Chem. Soc. 1902, S. 860.

1) Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. **2**, 430, 1905.

äußerst weichen β-Strahlung des *Ur X*, zu erwarten ist (Schlundt und Moore, Levin, H. W. Schmidt). Es scheint keine Strahlung vorhanden zu sein, die dem Eveschen Werte für λ entspricht, aber sein Wert für die γ-Strahlen des Radiums, 0,46, weicht auch ungefähr ebenso stark von dem Wiggerschen Werte 0,24 ab wie sein Wert für die γ-Strahlen des Uraniums mit 1,4 von dem unsrigen mit 0,62.

Den Wert 0,055, den wir bei unseren Versuchen für λ/d gefunden haben, erhielten wir tatsächlich genau für Substanzen, die ihrer Dichte und ihrer Natur nach so verschieden waren wie Quecksilber, Blei, Aluminium, Schiefer und Fichtenholz, ein Zeichen für das bemerkenswerte Gültigkeitsbereich des „Dichtegesetzes" im vorliegenden Falle. Wir glauben indessen nicht, daß es strenge gilt; denn Messing (Dichte 8,40) absorbierte tatsächlich stärker als Kupfer (Dichte 8,80), und Zink (Dichte 7,07) stärker als Zinn (Dichte 7,25), und zwar bei Versuchen, die streng miteinander vergleichbar waren und unter guten Bedingungen verliefen. Die tatsächlich experimentell gefundenen Werte für λ/d schwankten innerhalb der Grenzen 0,045 (einem Werte für Eisen) und 0,068 (für Paraffin). Ein Teil dieser Schwankung, aber unseres Erachtens nicht der ganze Betrag, beruht zweifellos auf Versuchsfehlern. Wenn das Exponentialgesetz, soweit wir es übersehen können, auch ganz strenge gilt, so scheinen doch die für λ erhaltenen Werte in bislang noch nicht völlig aufgeklärter Weise ein wenig von dem besonderen Versuche abhängig zu sein. Wir empfehlen die Ausführung ähnlicher Messungen für die γ-Strahlen des Radiums, in der Hoffnung, weitere Aufschlüsse über die Natur dieser Änderungen zu erhalten.

Bei Schichtdicken von mehr als 5 cm Blei und entsprechend dicken Schichten anderer Metalle scheint sich λ zu ändern und sehr viel kleiner zu werden. Das deutet auf das Vorhandensein einer noch durchdringungskräftigeren Strahlungsart als die γ-Strahlen, aber unsere Präparate sind kaum aktiv genug, um uns zu gestatten, dies zweifellos klarzustellen. Auch hier dürften die von uns vorgeschlagenen Versuche mit den γ-Strahlen des Radiums mehr Licht über die Sache verbreiten.

Physikalisch-chemisches Laboratorium der Universität Glasgow, 27. Februar 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 3. März 1909.)

Ein neues Elektrometer für statische Ladungen.

Dritte Mitteilung[1]).

Von Th. Wulf.

Die vorliegende Mitteilung enthält einige Verbesserungen des früher beschriebenen Apparates, besonders zur Erhöhung seiner Transportfähigkeit.

1. Die anfangs benutzte Arretierung mittels eines Quarzfadens, der durch ein Loch in dem Belastungsplättchen der Fäden ging, verursachte leicht Störungen. Auf dem Transport wurde der Faden durch Reibung elektrisch und zog dann die Fäden an, so daß sie nicht mehr frei herabhingen. Statt dessen wurde an die Fadenenden ein ganz locker gespanntes Spinnefädchen gekittet, das die Fäden beim Umlegen hält. Dasselbe hat sich gut bewährt und wird wegen gewisser Vorzüge noch jetzt bei den Apparaten zur Messung der durchdringenden Strahlung[2]) angewandt.

Für das Elektrometer selber hat noch eine andere Anordnung wesentliche Vorteile ergeben. Sie besteht darin, daß die Fäden unten durch eine elastische Feder gehalten werden. Dieselbe ist so empfindlich, daß sie schon durch die geringen Kräfte, welche die Fäden spreizen, deformiert wird, so daß die unteren Fadenenden sich auch hier etwas heben können. Als Feder von ausgezeichneten elastischen und isolierenden Eigenschaften hat sich ein gebogener Quarzfaden bewährt, an welchen das untere Ende des Fadenpaars angekittet ist, so wie es Fig. 1

1) Frühere Mitteilungen: Th. Wulf, diese Zeitschr. 8, 246, 527 und 780, 1907.
2) Th. Wulf, diese Zeitschr. 10, 152, 1909.

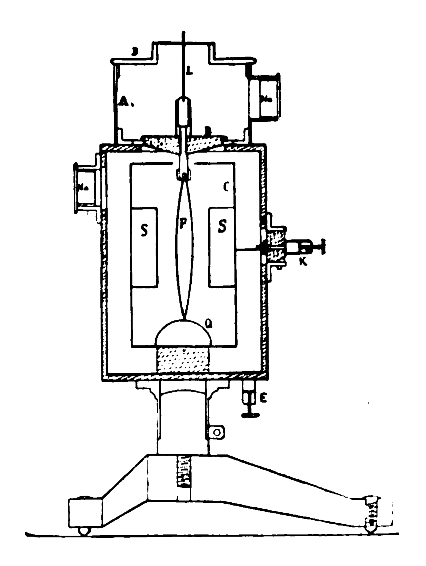


Fig. 1.

zeigt. Es ist klar, daß dieses Instrument ohne weitere Arretierung transportfähig ist und eben wegen der elastischen Abfederung des ganzen Fadensystems auch den heftigsten Stößen gewachsen ist. Der Apparat kann in vollständig geladenem Zustand transportiert werden. Einen derartigen Apparat benutzten Gockel und Verfasser letzten Sommer bei ihren Beobachtungen im Hochgebirge[1]). Wir konnten sogar die sonst so zeitraubenden Isolationsprüfungen auf dem Marsche vornehmen. Der Apparat wurde zu Hause geladen, abgelesen und in den Rucksack gesteckt. Nach mehrstündiger Gletscherwanderung oder Besteigung wurde er auf ein photographisches Stativ gesteckt und wieder abgelesen. — In dieser Form kann der Apparat auch zu Beobachtungen auf Schiffen und im Ballon dienen.

2. Diese Befestigungsart bringt es mit sich, daß die Spannung ein wenig von der Temperatur abhängt, da der Ausdehnungskoeffizient des Quarzes von demjenigen des Messinggehäuses verschieden ist. Es wird deshalb jetzt der Hilfskonduktor an Stangen aus Nickelstahl aufgehängt, die von der oberen Gehäusewand herunterragen (in Fig. 1 nicht gezeichnet). Da der Ausdehnungskoeffizient von Nickelstahl wie auch der der Quarzfäden praktisch gleich Null zu setzen ist, so werden die Angaben des Instruments dadurch von der Temperatur unabhängig. Ähnlich wird der Träger des unteren Quarzbügels bei den Instrumenten ohne Hilfskonduktor an einer von oben herabreichenden Nickelstahlstange befestigt.

3. Endlich ist es klar, daß man bei dieser Einrichtung leicht eine Vorrichtung treffen kann, um durch stärkeres oder schwächeres Spannen der Fäden die Empfindlichkeit zu variieren über einen großen Meßbereich. Da die Spannvorrichtung unter Zwischenschalten der elastischen Feder auf die Fäden wirkt, so erfolgt die Anspannung viel langsamer und gleichmäßiger als bei einem beiderseits starr befestigten Faden, und man kann viel eher eine bestimmte Empfindlichkeit durch Einstellen der spannenden Schraube auf einen bestimmten Punkt wiederherstellen. Ein Zerreißen der Fäden durch eine geringe Überspannung ist ausgeschlossen. Da ich von verschiedenen Seiten nach solchen Apparaten gefragt wurde, so habe ich die Firma Günther & Tegetmeyer zur Herstellung derselben veranlaßt, und können dieselben dort bezogen werden. Wir haben uns aber nicht entschließen können, an allen Apparaten die Fäden spannbar zu machen, da dem Vorteil des größeren Meßbereiches doch auch Nachteile gegenüberstehen. Es sind die Notwendigkeit der Neueichung bei jeder neuen Einstellung im Laboratorium, bei Beobachtungen im Gelände die Schwierigkeit einer exakten Einstellung und die Gefahr nachträglicher Irrtümer und endlich der höhere Preis. Voraussetzung dabei ist allerdings, daß der Meßbereich des einfachen Instruments tatsächlich groß genug sei. Das ist aber bei der 160 teiligen Skala, die gleichmäßig bis zum Ende ausgenutzt werden kann und die durch die doppelte Vergrößerung des Mikroskops noch um die Hälfte erweitert wird, ganz entschieden der Fall.

1) A. Gockel und Th. Wulf, diese Zeitschr. 9, 907, 1908.

4. Eine weitere Verbesserung betrifft das Einfügen der zwei Influenzschneiden SS zu beiden Seiten der Fäden. Dieselben bestehen einfach aus zwei gebogenen Drähten, welche an der Innenwand des Gehäuses bzw. des Hilfskonduktors angebracht sind. Ihr Abstand ist beiderseits so groß gewählt, daß ein Anspringen der Fäden auch bei starken Überladungen ausgeschlossen ist. Der Zweck dieser Schneiden ist ein doppelter. Einmal vergrößern sie die Empfindlichkeit und sodann halten sie die Fäden beim Ausschlag stets in derselben Ebene, so daß stets beide zugleich im Mikroskop scharf erscheinen.

5. Endlich muß noch ein Punkt erwähnt werden, wenn er sich auch mehr auf die Art der Herstellung als auf die Einrichtung der fertigen Apparate bezieht. Wir haben mehrfach die unangenehme Erfahrung machen müssen, daß Apparate, die in tadellosem Zustand die Werkstatt verlassen hatten, gänzlich unbrauchbar und mit ganz verdrehtem Fadensystem ankamen. Die Firma Günther & Tegetmeyer hat das Verdienst, die Ursache dieser Erscheinung aufgedeckt zu haben. Es handelt sich um ein nachträgliches langsames Verziehen der Fäden, wahrscheinlich an den Kittstellen, wie man es ähnlich auch bei Thermometern und Aneroidbarometern beobachtet. Dieser Ausgleich wurde durch die beständigen Stöße der Eisenbahnfahrt ganz bedeutend beschleunigt. Als ein neuangefertigter, gut funktionierender Apparat 12 Stunden geschüttelt wurde, waren die Fäden ganz verdreht. Zurechtgerichtet und wieder geschüttelt, zeigten sie nur mehr eine geringe Verdrehung und ein drittes Mal blieben sie ganz ohne Veränderung und bestanden auch die Eisenbahnfahrt ohne Nachteil. Es werden daher jetzt alle Apparate vorher künstlich gealtert.

6. Was die Eichkurve betrifft, so hat dieselbe durch diese Neuerungen noch entschieden gewonnen. Während sonst die Kurve bei großen Ausschlägen schwach gekrümmt war im Sinne einer stärkeren Empfindlichkeit, ist sie jetzt bis ans Ende der Skala eine gerade Linie, da die stärkere Federspannung der zunehmenden Kapazität entgegenwirkt. Die geringere Empfindlichkeit für die ersten 20—30 Skalenteile bleibt jedoch bestehen.

7. Inzwischen sind auch die Versuche beendet, um zu erfahren, für welchen Meßbereich gut wirkende Apparate hergestellt werden können. Die empfindlichsten Fäden gehen bereits bei ca. 40 Volt aus dem Gesichtsfeld, geben also für 1 Volt etwa 4 Skalenteile Ausschlag. Nach oben ist dem Meßbereich keine andere Grenze gesteckt als mit dem Beginn der Ausstrahlung, die sich bei den gebrauchten Fäden bei etwa 1500 Volt einstellt. Bis etwa 1400 Volt isolieren die Apparate sehr gut. Innerhalb dieser Grenzen können die Apparate für jede gewünschte Empfindlichkeit hergestellt werden. Ein Zerreißen der Fäden ist auch bei den stärksten Überladungen niemals vorgekommen.

Durch sorgfältigere Dimensionierung aller Teile konnte die Kapazität des Apparates mit Hilfskonduktor noch bedeutend herabgesetzt werden. Dieselbe beträgt ohne Ladestift etwa 2,3 cm (gegen 4 cm früher).

Wenn auf möglichst geringes Gewicht Wert gelegt wird, so wird das Gehäuse aus Leichtmetall hergestellt. Das Gewicht bleibt dann ohne Fuß bedeutend unter 1 kg.

8. Bei der großen Genauigkeit der Messungen mit dem Apparat kann man vermuten, daß die Änderungen der Kapazität mit dem Ausschlag sich störend bemerklich machen. Bei den Blättcheninstrumenten wird oft über diesen Einfluß geklagt, ohne daß es meines Wissens bisher gelungen wäre, bei einem der Instrumente mit kleiner Kapazität diese Änderung zu bestimmen. Harms[1]) hat eine solche Bestimmung bei einem Blättchenelektroskop versucht, kommt aber zu keinem sicheren Resultat. Bei meinem Instrument ist die Änderung sicher vielmal kleiner. Nach mehreren mißglückten Versuchen ist mir endlich nach zwei Methoden eine Bestimmung gelungen, deren Resultate befriedigend übereinstimmen.

Die erste Methode läßt sich am besten durchführen, wenn man zwei Instrumente hat, von denen eines spannbare Fäden besitzt. Durch stärkeres oder schwächeres Spannen kann man den Ausschlag ändern bei konstanter Ladung. Dann ändert sich mit der Kapazität auch das Potential, und diese kleine Änderung des Potentials läßt sich in dem zweiten Instrument, das beständig mit dem ersten verbunden ist, ablesen. Da man schnell hin- und zurückdrehen kann, so kommen die Verluste durch Isolationsfehler, Zerstreuung in die Luft getrennt zum Vorschein. Und bei einer großen Zahl von Beobachtungen werden noch die Zehntel des Skalenteiles sicher ermittelt. Ist Δ die Änderung der Kapazität zwischen zwei Teilstrichen (etwa 50 und 100) und V das Potential, C die Gesamtkapazität und v die beobachtete Änderung des Potentials, so ist

$$\Delta = C\frac{v}{V}.$$

Die Ausschläge werden um so größer, je höher V ist. Es wurde deshalb zum Messen ein empfindliches Elektrometer mit Hilfskonduktor verwendet. Dieser wurde mittels einer Wasserbatterie nach Herweg[1]) auf etwa 400 Volt geladen. Die erhaltenen Resultate lassen sich recht gut durch eine Kurve darstellen (Fig. 2). Sie

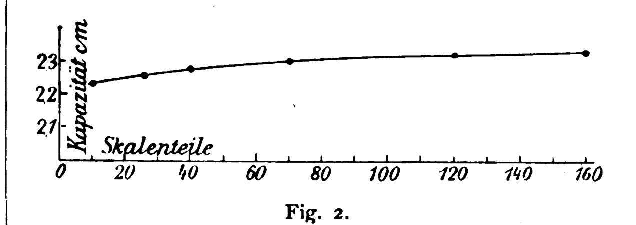


Fig. 2.

zeigen, daß die Änderung der Kapazität anfangs stärker, später sehr gering und gleichmäßig ist. Einem Ausschlag von 10—160 Teilstrichen entspricht die gesamte Kapazitätsänderung $\Delta = 0{,}09$ cm. Für gewöhnlich wird man zwischen 70 und 160 Strich arbeiten, dann ist $\Delta = 0{,}03$ cm, beträgt also im ungünstigsten Fall, wenn man gar keinen Zerstreuungskörper verwendet (Kapazität 2,3 cm) 1,3 Proz.

Wegen der zweiten Methode sei auf den folgenden Artikel verwiesen.

1) F. Harms, Ann. d. Phys. **10**, 816, 1903.

1) J. Herweg, diese Zeitschr. **7**, 663, 1907.

Valkenburg, Holland-L., Ignatius-Colleg, 15. März 1909.

(Eingegangen 19. März 1909.)

Über die Bestimmung kleiner Kapazitäten mittels des Fadenelektrometers.

Von Th. Wulf.

Beim Gebrauch des vom Verfasser konstruierten Fadenelektrometers kommt es häufig vor, daß man die Kapazität besonders mit aufgesetzten Zerstreuungskörpern (Ionenaspirator nach Ebert, Zerstreuungsapparat nach Elster und Geitel, durchdringende Strahlung, Ionisierung durch radioaktive Stoffe) bestimmen muß. Es gibt zwar jetzt mehrere Methoden, die auch eine exakte Bestimmung erlauben. Gleichwohl erlaube ich mir hier eine neue Methode anzugeben, weil sie außer dem Elektrometer mit Hilfskonduktor gar keine anderen Hilfsmittel erfordert und an den vollständig zusammengesetzten Instrumenten vorgenommen werden kann.

Die Methode ist eine Verallgemeinerung der

von Harms[1]) angegebenen. In der Tat ist ja das Elektrometer mit Fäden, Hilfskonduktor und Gehäuse ein vollständiger Harmsscher Kondensator, nur daß es zugleich eben Elektrometer ist. Die Methode ist besonders bequem zur Bestimmung kleiner Kapazitäten bis etwa 20 cm aufwärts. Sie stützt sich auf die Maxwellschen Gleichungen für die Ladung Q_1 eines Körpers c_1, der zugleich der influenzierenden Wirkung eines andern Körpers c_2 ausgesetzt ist. Ist c_{12} der Koeffizient der gegenseitigen Induktion, V_1 und V_2 die Potentiale, so ist:

$$Q_1 = c_1 V_1 + c_{12} V_2 .$$

Für die späteren Messungen hat man zuerst einmal für immer den Faktor c_{12} zu bestimmen. Es wird angenommen, daß die Kapazität des ganzen Instruments c_1 vom Fabrikanten angegeben ist. Werden die Fäden bei geerdetem Hilfskonduktor geladen, so ist diese Ladung $c_1 V_0$, wenn V_0 das (am Instrument abgelesene) Potential ist.

Diese Ladung wird nun auf den Fäden isoliert und zugleich der Hilfskonduktor zum Potential V_2 geladen (Akkumulatoren, Wasserbatterie usw.). Dadurch wird das Potential der Fäden verändert zu V_1 und es ist jetzt

$$c_1 V_0 = Q = c_1 V_1 + c_{12} V_2 ,$$

folglich

$$c_{12} = c_1 \frac{V_0 - V_1}{V_2} .$$

V_0, V_1, V_2 werden am Elektrometer selbst abgelesen; V_0 und V_2 direkt, V_1, das Potential der Fäden beim Hilfspotential V_2, ergibt sich aus der Ablesung V nach der Beziehung[2]) $V = V_1 - V_2$. Beispielsweise ergab sich bei einem Instrument mit der Gesamtkapazität 2,3 cm $c_1 : c_{12} = 1{,}927$, daher $c_{12} = 1{,}19$ cm.

Ist nun c_{12} bekannt, so wird dasselbe durch Aufstecken beliebiger Kapazitäten auf die Fäden nicht verändert. Sei dann c_1 die unbekannte Kapazität, so kann man diese in derselben Weise bestimmen, indem man obige Relation nach c_1 auflöst. Der allgemeine Fall hat zwei besonders einfache Spezialfälle.

1. Der Fall $V_0 = 0$. Man isoliert die ungeladenen Fäden und legt dann das Hilfspotential V_2 an. Dadurch spreizen die Fäden. Aus der Ablesung V ergibt sich ihr Potential $V_1 = V_2 - V$. Dann ist $c_{12} = c_1 V_1 / V_2$. Das ist der kürzeste Weg zur Bestimmung von c_1.

2. Der Fall $V_1 = 0$, der von Harms verwendete Fall. Es folgt $c_{12} = c_1 V_0 / V_2$. Man legt V_2 an den Hilfskonduktor bei geerdeten Fäden. Werden die Fäden isoliert und der Hilfskonduktor geerdet, so liest man das Potential V_0 ab.

Der an sich sehr einfache Fall 2 hat den Nachteil, daß er bei einigermaßen großen Werten c_1 für das Potential V_0 leicht einen sehr geringen Ausschlag gibt an den Stellen geringer Empfindlichkeit. Der erste Fall ist von diesem Nachteil frei. Bei der großen Einfachheit und Sicherheit der Methode ist sie auch als Schülerübung gut zu verwenden, zumal an geeigneten Aufgaben aus der Elektrostatik kein Überfluß herrscht.

Das Verhältnis $c_1 : c_{12}$ ist mit dem Ausschlag ein wenig veränderlich. Da aber diese Veränderungen bei den verschiedenen Methoden verschieden einfließen, kann man dieselben durch Kombination mehrerer Beobachtungen bestimmen. Die einfachste Weise scheint diese zu sein.

Es soll beispielsweise die Kapazitätsänderung zwischen 75 und 150 Strich Ausschlag ermittelt werden. c_1 und c_{12} gelten für 75 Strich, für 150 Strich gehen sie über in $c_1 + \Delta$ und $c_{12} + \Delta$. Die Änderung ist für beide dieselbe, weil von c_1 nur der durch den Hilfskonduktor eingeschlossene Teil beweglich ist.

Man bestimmt zunächst nach Fall 1, indem man eine entsprechende Ladung in den Hilfskonduktor legt,

$$0 = c_1 V_1 + c_{12} V_2 , \qquad (1)$$

das Potential V_1. V_2 wird bestimmt, indem man die Fäden zur Erde ableitet. Dabei sei der Ausschlag etwa 150 Strich, daher die Ladung der Fäden $(c_{12} + \Delta) V_2$. Wird diese isoliert und dann V_2 geerdet, so sinkt (Fall 2) der Ausschlag auf etwa 75 Strich mit dem Potential V_3 und es ist jetzt

$$(c_{12} + \Delta) V_2 = c_1 V_3 . \qquad (2)$$

Aus (1) und (2) folgt

$$\Delta = c_1 \frac{V_3 - V_1}{V_2} .$$

Die äußersten Werte einer Reihe von 10 Bestimmungen wichen um 2 Proz. voneinander ab. Sie ergaben in guter Übereinstimmung mit der im vorigen Artikel beschriebenen (genaueren) Methode für 75 bis 150 Strich $\Delta = 0{,}03$. Eine andere Reihe gab von 55 bis 115 Strich $\Delta = 0{,}04$ cm.

Die Änderungen der Kapazität sind daher so klein, daß sie meist unter den Beobachtungsfehlern verschwinden. Man kann sich aber auch theoretisch davon frei machen. Wenn man nach Fall 1 beobachtet, findet man zuerst c_{12} richtig etwa für 100 Strich Ausschlag. Man braucht jetzt bei allen folgenden Bestimmungen nur V_2 so zu wählen, daß der Ausschlag wieder 100 Striche beträgt, dann ist das Resultat von der Kapazitätsänderung ganz unabhängig. Die Beobachtung nach Fall 1 ist auch beim Harmsschen Kondensator oft vorzuziehen.

Valkenburg, Holland-L., Ignatius-Colleg, 15. März 1909.

(Eingegangen 19. März 1909.)

1) F. Harms, diese Zeitschr. 5, 47, 1904.
2) Vgl. Th. Wulf, diese Zeitschr. 8, 528, 1907.

Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn D. Gernez: „Untersuchungen über Tribolumineszenz“ [1]).

Von Max Trautz.

Nachstehende Mitteilung bezieht sich nur auf solche Tribolumineszenzerscheinungen, die von Herrn D. Gernez und von mir untersucht worden sind.

I. Tribolumineszenz bei Arsentrioxyd.

Herr D. Gernez stellt fest, daß das Leuchten beim Auskristallisieren von Arsentrioxyd nicht an den Moment der Kristallbildung gebunden, sondern durch das Zerbrechen der an sich tribolumineszenten Kristalle verursacht ist; ferner, daß anfangs die geringste Berührung eines Kristalls, später nur stärkeres Drücken und Kratzen genügt, um Funken hervorzurufen. Diese Erfahrungen hebt er als neu hervor gegenüber den Untersuchungen von Rose, Bandrowski und Guinchant, die andere unzutreffende Erklärungen gegeben haben.

Alle diese Tatsachen sind schon enthalten in einer Abhandlung von M. Trautz und P. Schorigin vom Februar 1905: „Kristallolumineszenz und Tribolumineszenz“ [2]). Wir haben zuerst die Kristallolumineszenz auf Tribolumineszenz zurückgeführt.

Herr D. Gernez zitiert nur andere Stücke dieser Abhandlung in der hier besprochenen Arbeit an anderer Stelle [3]). Er übergeht sie hier, obwohl er sie demnach kannte.

Neu und interessant ist seine Beobachtung, daß man Arsentrioxyd mit jahrelang sich erhaltender Tribolumineszenz darstellen kann, wenn man die Lösungen, umgeben mit Wärmeschutzmänteln, ganz langsam erkalten läßt. Doch findet er auch hier, daß ältere Kristalle nicht mehr so leicht erregt werden, wie frische.

Wir haben nie dauernd tribolumineszente Kristalle erhalten und das rührt offenbar daher, daß wir Wärmeschutzmäntel sorgfältig vermieden und eben die Konzentrationen von Salzsäure und Arsentrioxyd ausprobierten, bei denen die Kristalle sich von selbst am lebhaftesten in der Flüssigkeit bewegten, mit anderen Worten: bei denen die Kristallolumineszenz, d. h. die selbsttätig erregte Tribolumineszenz am stärksten war. Waren dann unsere Lösungen ganz abgekühlt (nach etwa 5 Stunden), so waren eben die meisten Kristalle schon bei ihrer eigenen Bewegung beschädigt und so künstlich von selbst „gealtert“. Zum Teil allerdings war die Ursache des „Alters“, d. h. des Inaktivseins nicht festzustellen.

1) Ann. de chim. et de phys. (8) **15**, 516—556, 1908.
2) Zeitschr. f. wiss. Phot. **8**, 80—90, 1905.
3) Ann. de chim. et de phys. (8) **15**, 537, Anm. 1.

Alles in allem erhellt hieraus, daß die von Herrn D. Gernez gefundene mehr permanente Tribolumineszenz (auch er findet, daß sie abnimmt) keineswegs in unlösbarem Widerspruch mit unseren Ergebnissen steht. Es kommt auf die Vorgeschichte der einzelnen Präparate an und man kann durchaus noch nicht mit Sicherheit den Satz aussprechen, der anscheinend implizite den Schlüssen des Herrn D. Gernez zugrunde liegt, von denen aus er seine und meine Ergebnisse betrachtet:

Nur wenig verletzte Kristalle eines bestimmten Stoffs tribolumineszieren stets oder nie; Pulver von Kristallen ist unfähig zur Tribolumineszenz.

Dieser Satz ist eine Verallgemeinerung, die der Erfahrung widerspricht.

Vielmehr hängt die Tribolumineszenz außer vom Stoff noch von Faktoren ab, die mit der Herkunft und Entstehungsweise der Kristalle in einem noch nicht durchweg erkennbaren Zusammenhang stehen; manche Pulver von Kristallen (z. B. Salophen [1])) tribolumineszieren noch sehr hell. Andererseits scheint aber doch ein Zusammenhang zu bestehen zwischen Integrität der Kristalle und Stärke der Tribolumineszenz, wenigstens wenn diese temporären Charakter hat; er läßt sich aber noch nicht genauer fassen.

II. Tribolumineszenz von Kaliumsulfat.

Herr D. Gernez berichtet, daß die Kristallolumineszenz von Kaliumnatriumsulfat $2K_2SO_4 \cdot Na_2SO_4$ auf Tribolumineszenz zurückzuführen und daß vorheriges Schmelzen des Gemisches überflüssig ist, ferner daß geschmolzenes oder nicht geschmolzenes Kaliumsulfat beim Auskristallisieren aus Wasser tribolumineszente Kristalle gibt. Diese Resultate haben M. Trautz und P. Schorigin schon im Februar 1905 [2]) publiziert und Herr D. Gernez hat diese Arbeit, worauf schon hingewiesen, gekannt, aber auch an dieser Stelle im Gegensatz zu den von ihm erwähnten früheren Arbeiten von Heinrich, Pickel, Schönwald, Giobert, Schiller, Herrmann, Berzelius und Wöhler, Pleischl, Sager, Rose und Bandrowski, die die Zurückführung auf Tribolumineszenz nicht enthalten, nicht zitiert.

III. Tribolumineszenz von Natriumfluorid.

Trautz und Schorigin berichteten in derselben Arbeit [3]), daß wäßrige Natriumfluorid-

1) F. Richarz, Ber. d. naturwiss. Ver. zu Greifswald, Februar 1899.
2) l. c.
3) l. c.



lösung beim Eindampfen Kristallolumineszenz und Tribolumineszenz zeigt, welch letztere den Kristallen auch nach vierzigstündigem Erbitzen auf 95° erhalten bleibt. Herr D. Gernez zitiert auch hier unsere Abhandlung nicht, obwohl er ebenfalls beim Eindampfen von Natriumfluorid Kristalle von dauernder Tribolumineszenz erhielt und darauf hinweist, daß Berzelius hier das Leuchten nicht habe reproduzieren können.

IV. Tribolumineszenz von Strontiumnitrat.

Da ich meine Abhandlung „Studien über Chemilumineszenz"[1]), für die die Experimente im Frühjahr 1905 beendet waren, in den ersten Wochen des Mai 1905 abschloß, so ist mir leider eine Abhandlung des Herrn D. Gernez[2]) zu spät zu Gesicht gekommen, in der er berichtet, daß er an Strontiumnitrat Tribolumineszenz beobachtete. Ich hatte daran keine finden können. Er stellt nunmehr[3]) fest, daß das gewöhnliche Tetrahydrat — das auch ich benutzte — nicht tribolumineszierf, wohl aber ein bisher noch nicht bekanntes Dihydrat. Er vermutet, daß ich das Tetrahydrat in Händen hatte. Es ist mir eine Befriedigung, dies bestätigen zu können. Damit fällt abermals eine scheinbare Diskrepanz zwischen unseren Ergebnissen.

V. Tribolumineszenz anderer Metallsalze.

Auf S. 537 der Abhandlung des Herrn D. Gernez[3]) findet sich in der Anm. 1 die von mir schon mehrfach erwähnte Arbeit von M. Trautz und P. Schorigin[4]) zitiert, d. h. es werden nur die anorganischen Salze, bei denen wir Kristallolumineszenz und Tribolumineszenz auffanden, als lumineszent aufgeführt und Herr D. Gernez fährt dann fort:

„. . . Mais MM. Trautz et Schorigin, qui les avaient indiqués (Zeitschr. für wissensch. Photographie und Photochemie, t. III, 17 février 1905, p. 80) considéraient le phénomène comme le fait de la cristallisation et lui avaient donné le nom de Krystallolumineszenz."

Abgesehen davon, daß der Name Kristallolumineszenz meines Wissens im Jahr 1888 von E. Wiedemann[5]) geprägt wurde, bedarf vor allem die Aufstellung, daß wir die Leuchterscheinungen als fait de la cristallisation betrachtet hätten, der Berichtigung.

Ich glaube sie am kürzesten zu geben durch die hierher gehörigen Sätze aus den allgemeinen Ergebnissen der Abhandlung von Trautz und Schorigin[1]):

„2. Alle Stoffe, bei deren Kristallisation wir Leuchten beobachtet haben, zeigen Tribolumineszenz. Diese Tatsache ist um so merkwürdiger, als Tribolumineszenz bei anorganischen Stoffen selten ist (Tschugaeff, Ber. 1901, II, 1820, zählt unter 110 anorganischen Stoffen nur 6 tribolumineszente . . .).

3. Die Kristallolumineszenz verschiedener Stoffe unterscheidet sich nur nach Dauer und Funkenzahl, ist aber sonst ganz gleichartig und entspricht in ihrem Habitus völlig der beim Umschütteln usw. der Kristalle auftretenden Tribolumineszenz.

4. Die Kristallolumineszenz ist desto intensiver, je stärker die Tribolumineszenz der betreffenden Stoffe. . . .

Wahrscheinlich ist die Kristallolumineszenz also temporäre oder dauernde Tribolumineszenz, die in der ersten Phase der Erscheinungen durch mechanische Bewegungen in der Flüssigkeit selbst, und zwar durch das Zusammenstoßen und Aufeinanderfallen wachsender Kristalle und durch das Zerreißen der Kristallrinden erzeugt wird. Hierdurch wird auch die empirisch gefundene Beziehung zwischen der größeren Häufigkeit der Funken und der maximalen Wachstumsgeschwindigkeit der Kristalle sowie der einigermaßen zufällige Charakter der Erscheinungen begreiflich. Nur wenn diese groß ist, werden die Bewegungen der Kristalle in der Flüssigkeit lebhaft sein.

. . . .

Die Untersuchung über die Tribolumineszenz, permanente wie temporäre, die ja beide offenbar eng zusammenhängen und noch immer unerklärt sind, wird fortgesetzt."

Dieser am 17. Februar 1905 zum Druck eingegangenen Schrift ließ ich noch im Frühjahr desselben Jahres in der ausführlichen Arbeit „Studien über Chemilumineszenz", die leider erst im August desselben Jahres in der Zeitschr. f. phys. Chem. **53**[2]) erschien, in dem Abschnitt II, 9 (S. 31 und 32) die Worte folgen:

„Alle diese Tatsachen sprechen für die Richtigkeit einer Erklärung, die ich in einer, zusammen mit Herrn P. Schorigin abgefaßten Arbeit für die Kristallolumineszenz aufgestellt habe. Nach ihr rührt die Kristallolumineszenz nur her von einer Tribolumineszenz (temporärer oder auch permanenter Art), die durch das Zusammenstoßen und Aufeinanderfallen, Sichaneinanderreiben wachsender Kristalle, ferner durch das Zerreißen von Kristallkrusten oder Zerspringen von Kristallen durch rasche Tempe-

1) Zeitschr. f. phys. Chem. **53**, 1 ff., 1905.
2) C. R. **140**, 1337, 1905.
3) Ann. de chim. et de phys., l. c.
4) Zeitschr. f. wiss. Phot. l. c.
5) Wied. Ann. **34**, 449, 1888; s. auch Nernst, Lehrbuch der theoret. Chemie, 5. Aufl., 1906, S. 196.

1) Zeitschr. f. wiss. Phot., l. c.
2) Zeitschr. f. phys. Chem., l. c.



raturänderung erregt wird und daher auch nur bei raschem Kristallwachstum oder rascher Abkühlung auftritt."

Daraus geht hervor, daß wir die Kristallolumineszenz eben nicht als fait de la cristallisation, sondern ganz, wie zwei Monate später Herr D. Gernez[1]) es tat, als Triboluminineszenzphänomen betrachtet haben.

Am 15. Mai 1905 veröffentlichte Herr D. Gernez[2]) ein Verzeichnis von 74 anorganischen Metallverbindungen und 26 Salzen von Metallen mit organischen Säuren, an denen allen er Tribolumineszenz gefunden hatte. Herr D. Gernez bezieht sich hierauf und auf die schon zitierten Abhandlungen vom 25. April und 8. Mai 1905, indem er schreibt:

„Plus de 3 mois après, le 29 août 1905, M. Max Trautz publia un Mémoire ayant pour titre: Études sur la chimiluminescence, dans lequel il résume en quelques mots les expériences que j'avais publiées le 25 avril et le 8 mai sur l'anhydride arsénieux et le sulfate de potassium. Mais il ne dit pas un mot de la longue liste des composés métalliques triboluminescents qui avait paru 8 jours après, le 15 mai. D'autre part, il donne dans son Mémoire la liste détaillée des corps sur lesquels ont porté ses observations, sans faire aucune mention des résultats que j'avais fait connaître avant lui. Or mes résultats sont loin d'être toujours d'accord avec ceux qu'il indique et, d'autre part, son Mémoire étant postérieur de 3 mois au mien, ils paraîtront à tout lecteur attentif infirmés par ceux qu'il donne."

Da ich meine Arbeit „Studien über Chemilumineszenz"[3]) in den ersten Maiwochen abschloß, so habe ich die Arbeit des Herrn D. Gernez vom 15. Mai nicht mehr aufnehmen können. Ich bedaure das lebhaft, vor allem deswegen, weil der Inhalt seiner Arbeit im höchsten Maß die Ausführlichkeit rechtfertigt, mit der ich in der von mir gegebenen Tabelle die von mir geprüften Präparate kennzeichnete.

Dem aufmerksamen Leser meiner Abhandlung muß beim Durchgehen der Tabelle vor allem dreierlei auffallen:

1. Daß Tschugaeff[4]), der gleichfalls viele Stoffe auf Tribolumineszenz untersucht hat, viel weniger anorganische Stoffe tribolumineszent fand, als ich.

2. Daß er andererseits Tribolumineszenz öfters an Stoffen wahrnahm, wo ich an meinen Präparaten derselben Stoffe keine sah.

1) C. R. **140**, 1134, 1234, 1905 (25. IV., 8. V.).
2) C. R. **140**, 1337, 1905.
3) Zeitschr. f. phys. Chem. l. c.
4) Ber. d. D. Chem. Ges. **34**, 1820—1825, 1901.

Hierfür vgl. u. a.: S. 55, Nr. 64: Mannit; S. 56, Nr. 85: Asparagin, Nr. 87: Traubensäure, Nr. 90: Saures Kaliumracemat; S. 58, Nr. 18: 1,3 Dinitrobenzol, Nr. 48: Methacetin; S. 59, Nr. 51: Symmetrischer Diphenylharnstoff, Nr. 74: Sulfanilsäure, Nr. 81: Phenacetin (nach Brugnatelli tribolumineszent), Nr. 90: Hydrochinon; S. 61, Nr. 126: Salizylsäure, Nr. 145: Phtalimid; S. 60, Nr. 114: Hippursäure (u. a. nach W. Arnold sehr tribolumineszent; hier fand ich weder an alten bis zu 1 cm großen, noch an ganz frischen, bis 2 cm langen Kristallen irgend Tribolumineszenz) u. a. m.

3. Daß ich selbst öfters an einem Präparat eines Stoffs Tribolumineszenz beobachtete, an einem anderen Präparat, eventuell sogar aus derselben Lösung kristallisiert, nicht.

Vgl. S. 46, Nr. 40 und 41: Kaliumbromid und Kaliumjodid; S. 47, Nr. 56: Kaliumnitrat, Nr. 62: Natriumchlorid; S. 55, Nr. 35: Natriumacetat, Nr. 66: Glykokoll.

Diese drei Gruppen scheinbarer Widersprüche hätten noch einen wertvollen Beitrag erhalten, hätte ich Herrn D. Gernezs Tabelle noch rechtzeitig zu Gesicht bekommen. Denn Gruppe 2 wäre dadurch noch erheblich vergrößert und das Gewicht der Tatsachen dadurch vermehrt worden.

Ich habe mich in meiner Abhandlung damit begnügt, die Diskrepanzen zu registrieren und auf die Mitwirkung von event. temporärer Tribolumineszenz als einer der möglichen Erklärungen hingedeutet[1]).

Herr D. Gernez ist weiter gegangen und hat für die Diskrepanzen zwischen seinen und meinen Ergebnissen[2]) Erklärungen im einzelnen zu geben versucht.

Eine große Gruppe davon ist dadurch charakterisiert, daß ich, dem es nicht sowohl auf die Art der Stoffe, sondern eher noch auf Variation der individuellen Beschaffenheit der Kristalle (alt — frisch, groß — klein, unversehrt — zerbrochen usw.) ankam, nur kleine Kristalle oder Pulver verwendet hatte. Daß auch diese tribolumineszieren können, zeigt das Salophen, an dem Richarz[3]) die Erscheinung aufgefunden hat. Es ist also unrichtig, wenn Herr D. Gernez allgemein schreibt (S. 545):

„Il est bien connu, que les fragments de corps triboluminescents ne donnent plus de lumière perceptible lorsqu'ils sont très petits."

Im großen und ganzen allerdings ist die Bemerkung zutreffend und es ist in der Tat möglich, daß ich bei Züchtung größerer Kristalle in den betreffenden Fällen auch Tribolumineszenz erhalten hätte. Dies hätte jedoch den

1) Zeitschr. f. phys. Chem. **53**, 67, 1905.
2) Ann. de chim. et de phys. (8) **15**, 539—547, 1908.
3) l. c.

Rahmen der ohnebin, wie auch Herr D. Gernez schreibt, umfänglichen Arbeit weit überschritten.

Diese Fälle sind nach der Tabelle des Herrn D. Gernez: 5. Borsäure, 9. Kaliumjodat, 10. Baryumjodid, 11. Mononatriumphosphat, 14. Ammoniumalaun, 15. Cäsiumalaun, 17. Rubidiumalaun, 18. Cerosulfat, 20. Lithiumsulfat, 22. Uranylsulfat, 23. Natriumkamphorat, 24. Chininsäure.

Ich habe, wie sich aus meiner Tabelle[1]) ergibt und wie das unter Berücksichtigung der unter 3. (S. 257 vorliegender Abhandlung) registrierten merkwürdigen Diskrepanzen begreiflich ist, stets nur meine individuell vorliegenden Präparate, nie aber allgemein die Stoffe als tribolumineszent (oder nicht) bezeichnet.

Der Leser meiner Arbeit kann also in den Diskrepanzen keinesfalls sich gegenseitig entkräftende Tatsachen erblicken.

Eine zweite Gruppe (3. Merkuronitrat, 7. Chlornatrium, 14. Ammoniumalaun, 19. Kupfersulfat, 21. Nickelammoniumsulfat) hat Herr D. Gernez dadurch zu deuten versucht, daß er annahm, daß ich Kristallaggregate, aber keine einzelne, große, klare Kristalle benützt hätte. Nur bei 3. (Merkuronitrat) waren die Kristalle schlecht ausgebildet. In den anderen Fällen habe ich schöne Kristalle benützt.

Die dritte Gruppe führt Herr D. Gernez darauf zurück, daß ich keinen Glasmörser benützt hätte. Ich habe darüber, wie ich die Stoffe in jedem einzelnen Fall geprüft habe, ob nur zwischen Hornspateln zerdrückt, wobei man fremde Tribolumineszenz am leichtesten vermeidet, oder ob vorher im Glasmörser geprüft, in meiner Arbeit keine Angaben gemacht. Herr D. Gernez teilt jedoch mit:

(2. Kadmiumnitrat) . . . „M. Trautz opérait sans utiliser le mortier."

(12. Natriumpyrophosphat) . . . „M. Trautz opérait sur des cristaux de 3 mm à 8 mm, qu'il audrait dû écraser au mortier pour observer le phénomène."

(16. Kalialaun; ich zerstieß im Minimum 5 mm große Kristalle) . . . „il est vraisemblable ou bien qu'ils n'étaient que des agrégats, ou s'ils étaient homogènes, qu'il ne les a pas brisés ..." Meine Kristalle waren homogen und zerbrachen.

In der vierten Gruppe (13. Magnesiumplatincyanür und 25. Seignettesalz) vermag Herr D. Gernez nur die Diskrepanz festzustellen. Hier mag auch 6. Natriumbromid Erwähnung finden, das Herr D. Gernez als erstarrte Schmelze prüfte, wogegen ich 2—3 mm große feuchte Kristalle (Feuchtigkeit verhindert z. B. bei feinen Natriumnitritkristallen die Tribolumineszenz nicht) untersuchte. Nach 3. (S. 257) ist das Resultat begreiflich.

1) Zeitschr. f. phys. Chem. **53**, 43—67, 1905.

Die fünfte Gruppe von den 25 Fällen, die Herr D. Gernez als mit den meinen im Widerspruch stehend aufführt, bildet in der Tat gar keinen Widerspruch.

Denn 4. Strontiumnitrat in der gewöhnlichen Hydratisierungsstufe, die auch ich benützte, fand Herr D. Gernez im Einklang damit nicht tribolumineszent[1]) und das gleiche gilt vom Hydrat des Chlorstrontiums, das ich in 1—2 mm großen Kristallen anwandte. Er fand nur die wasserfreie Schmelze tribolumineszent, die ich nicht geprüft habe. Hier liegt also gar keine Diskrepanz vor, ebenso wie im letzten Fall, beim Baryumnitrat (1).

Tschugaeff sah hier Tribolumineszenz. Herr D. Gernez macht die Bemerkung: „M. Trautz le considère comme douteux"[2]). Ich habe Tschugaeffs Resultat nirgends bezweifelt. Vielmehr lautet der Vermerk in meiner Abhandlung[3]) S. 50, Nr. 156:

„Baryumnitrat, 3—10 mm Kristalle, alt, deutlich tribolumineszent, nicht unter gesättigter Lösung." Also nur im letzteren Fall sah ich keine Tribolumineszenz. Herr D. Gernez aber führt Baryumnitrat als ersten der Stoffe an „dont . . . la triboluminescence . . . M. Max Trautz a niée. . . ."[4]).

Während also eine kleine Anzahl unerklärlicher Diskrepanzen geblieben ist, glaube ich durch vorstehende Bemerkungen mehrere ganz beseitigt zu haben. Die anderen aber scheinen mir auf den S. 255 ausgesprochenen Satz zurückführbar. Sollte auch Herr D. Gernez seine Gültigkeit bezweifeln, so ist auch ihnen das Widersprechende genommen, sie werden dann als nur scheinbare Diskrepanzen das erhöhte Interesse des Forschers verdienen.

1) Ann. de chim. et de phys. (8) **15**, 534ff., 1908.
2) l. c., S. 543.
3) Zeitschr. f. phys. Chem. **53**, l. c.
4) Ann. de chim. et de phys. (8) **15**, 539, 1908.

Physikalisch-chemisches Institut der Universität Freiburg i. B., 16. März 1909.

(Eingegangen 20. März 1909.)

Die vollständige Balmersche Serie im Spektrum des Natriums[1]).

Von R. W. Wood.

Die Wellenlänge der Linie, für welche $n = 6$ ist[2]), ist unrichtig angegeben; sie muß heißen: 2680,46 Å.-E. Ein sehr bemerkenswerter Umstand im Zusammenhange mit dem Absorptionsspektrum des Natriums ist der, daß eine starke

1) Bemerkung zu meiner Arbeit: diese Zeitschr. **10**, 88, 1909.
2) a. a. O., S. 89, Sp. 2, unten.

allgemeine Absorption am „Kopfe" oder der Grenze der Balmerschen Serie beginnt und das kontinuierliche Spektrum von diesem Punkte ab bis zum äußersten Ende des Ultravioletts hin abschneidet. Ich bin unter dem Eindruck, daß ein schwaches kontinuierliches Emissionsspektrum zu beobachten war, daß am „Kopfe" der Wasserstoffserie begann. Das würde dem oben geschilderten Phänomen entsprechen.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 5. März 1909.)

Über eine Methode zur Erforschung der Körper des Planetensystems, besonders auf Anwesenheit des Chlorophylls.

Von N. Umow.

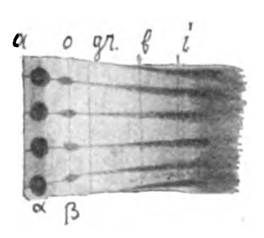
In meinem Aufsatze „Chromatische Depolarisation durch Lichtzerstreuung"[1]) habe ich gezeigt, daß ein Bündel polarisierter Strahlen, welches von einem Körper zerstreut wird, mehr oder weniger depolarisiert ist für diejenigen Strahlen, welche vom Körper durchgelassen werden; die größte Polarisation zeigen aber Strahlen, welche der Körper am meisten absorbiert. Wenn das einfallende Licht ein natürliches, nicht polarisiertes ist, beobachtet man entsprechende Erscheinungen: es werden in dem zerstreuten Strahlenbündel diejenigen Strahlen am stärksten polarisiert, welche auch am stärksten absorbiert werden. Es entsteht also die Möglichkeit aus der Analyse des Polarisationsgrades des vom Körper zerstreuten Lichtes, auf seine Beschaffenheit zu schließen, was für undurchsichtige Körper von Bedeutung ist.

Dieser Gedanke kann besonders zur Auffindung des Chlorophylls auf den Planeten dienen, da dieser Stoff bei solcher Analyse eine ausgeprägte Erscheinung darbietet. Diese und die Art der Beobachtung werde ich jetzt beschreiben. Als Unterschied von der früher auseinandergesetzten Methode der Beobachtung muß ich bemerken, da diese im natürlichen Lichte ausgeführt wird, daß man die Beobachtung eines auf den Körper projizierten Spektrums ausschließen muß, schon darum, weil das aus einem Prisma à vision directe austretende Licht schon polarisiert ist. Dieses Prisma soll daher erst als letztes Glied des optischen Systems, welches zur Beobachtung dient, vor dem Auge stehen.

Eine Papierscheibe (gehärtetes Filter Nr. 575 von Schleicher & Schüll), war auf den flachen Boden einer Abdampfschale gelegt und darüber ein konzentrierter Auszug vom Chlorophyll in Alkohol gegossen. Nachdem bei schwacher Erwärmung, während mehrerer Stunden, die Flüssigkeit abgedampft war, erhielt die trockene Scheibe eine matte und gleichförmige grüngraue Farbe. Es waren auf diese Weise mehrere aus Papier und Karton verschieden stark gefärbte Scheiben präpariert.

Nachdem eine von diesen Scheiben vertikal aufgestellt war, projizierte ich auf ihre Fläche den Faden einer Nernstschen Glühlampe. Das Bild des Fadens wurde mittels eines Polarisationspektroskopes beobachtet, welches aus folgenden optischen Teilen bestand: einem Objektiv, weiter einer Zylinderlinse, dann das Savartsche Polariskop mit einer Turmalinplatte, ein Prisma à vision directe (aus einem Taschenspektroskop) und endlich als Okular, ein kleines, schwaches Fernrohr in verkehrter Stellung. Das Bild des Nernstschen Fadens stand vom vorderen Objektiv des Polarisationspektroskops in der Entfernung seiner Hauptbrennweite (15 cm). Die Turmalinachse und die brechende Kante des Prismas standen vertikal; die Savartschen Streifen durchzogen das Spektrum in horizontaler Richtung, etwas weiter voneinander im Rot als im Violett. Die einfallenden Strahlen können mit der Normalen zu der Scheibe beliebige Winkel bilden. Je mehr die Richtung des Beobachtungsrohres von derjenigen der regelmäßigen Reflexion abweicht, desto mehr zeigt die Erscheinung die Natur des Körpers.

Das beobachtete Bild ist in der nachstehenden Figur in anderthalbfach vergrößertem Maß-



stabe dargestellt. Von *a* bis *o* haben wir den roten Teil des Spektrums, von *o* bis *gr* den orangen und gelben, weiter grün, blau, indigo. Die Savartschen Streifen verlaufen quer durch das Spektrum. Fast die Hälfte des roten Teiles, vom äußeren Rande an gezählt, hat das Aussehen eines breiten dunkleren Bandes. Dieses ist von kurzen, schwachen Savartschen Streifen durchzogen, welche schwarze, stark ausgeprägte runde Flecke α, von der Größe des Kopfes einer dicken Stecknadel, durchsetzen; sie entsprechen dem Streifen der stärksten Absorption des Chlorophylls. Weiter sind die Savartschen Streifen schwach und sind dunkler und erweitert an der Grenze vom Orange; diese Erweiterungen sind in der Figur mit β bezeichnet: das ist der zweite Absorptionsstreifen im Rot. Die Savartschen Streifen verblassen wiederum, und vom Grün an werden sie immer dunkler und breiter,

1) Diese Zeitschr. 6, 674, 1905.

bis sie in der Dunkelheit des Indigos verschwinden. Die Erscheinung wird beobachtet an verschieden stark gefärbten Scheiben, am ausgezeichnetsten bei mäßig dunkler Färbung.

Dasselbe wird auf Blättern lebendiger Pflanzen beobachtet. Ich prüfte die Blätter von Camellia, Iris, Hyacinthus; die Flecken α stehen hier auf einem ununterbrochenen Absorptionsstreifen.

Die beschriebenen „Paternosterstreifen" werden bei Körpern mit auswählender Absorption beobachtet. Eine Menge kleiner Kristalle vom Didymnitrat wird mit Gummi auf einem Stück Karton befestigt und darüber einige Wassertropfen geschüttet; nach Auskristallisieren der Lösung bildet sich eine kontinuierliche Fläche. Im diffusen Lichte erscheint Rot fast unpolarisiert, anstelle Gelb ein starker Paternosterstreifen, im Grün schwache Polarisation, im Blau starke Verdickungen der Savartschen Streifen, welche bei geeigneter Stellung des Beobachtungsrohres sich in Paternosterstreifen auflösen. Außer Farbstoffen untersuchte ich verschiedene Gesteine. Die meisten von diesen letzteren zeigen entweder eine Abwesenheit der Polarisation im mittleren und eine schwache im äußeren Rot, oder eine Polarisation im ganzen Rot.

Wenn wir diese Methode der Beobachtung auf die Planeten anwenden, wobei das Bild des Nernstschen Fadens durch den Spalt des Spektroskops eines astronomischen Fernrohres ersetzt werden muß, finden wir vielleicht ein Mittel zur Entdeckung des Chlorophylls auf denselben. Die mit derselben Methode ausgeführte Untersuchung der Gesteine unserer Erde und die Erforschung der Oberfläche des Mondes von Punkt zu Punkt kann uns Winke über deren Beschaffenheit geben. Die Paternosterstreifen haben den Vorzug gegen gewöhnliche Absorptionsstreifen, daß sie diese verstärken und die Anwesenheit eines reflektierenden Körpers beweisen.

Da ich nicht die Mittel besitze, diese Beobachtungen in den Planetenraum zu übertragen, schlage ich den Astronomen vor, die vorgelegte Methode zu verfeinern und zu prüfen.

Moskau, Physikalisches Institut der Universität, März 1909.

(Eingegangen 10. März 1909.)

Selbsttätiger Unterbrecher und sprechende Funkenstrecke.

Von Chr. Ries.

In zwei früheren Mitteilungen[1]) habe ich auf eine Anordnung, die als selbsttätiger Unterbrecher wirken kann, aufmerksam gemacht. Dieselbe gleicht einem Trevelyaninstrument bzw. einem Hughesschen Mikrophon. Zwei runde Kohlenstäbchen, welche parallel zu einander liegen, sind mit einer Stromquelle verbunden. Legt man quer über die beiden Stäbchen ein drittes gleiches Stäbchen, so kann man bei entsprechender Stromstärke an den Kontaktstellen eine helle Leuchterscheinung und einen lauten Ton wahrnehmen. Schaltet man in den Stromkreis die primäre Spule eines Funkeninduktors ohne Unterbrecher, so erhält man zwischen den Elektroden der Sekundärspule Funken in rascher Aufeinanderfolge. Die Zahl der Unterbrechungen und der von der Funkenstrecke hervorgebrachte Ton variieren sehr mit der Lage des Stäbchens. Verschiebt man letzteres so weit, daß es fast mit der Mitte auf dem einen Stäbchen aufliegt, während es das andere nur mehr lose berührt, so ist der Ton bedeutend höher als bei jeder anderen Lage. Kurze Funken zwischen den Enden der Sekundärspule erhält man übrigens auch dann, wenn man den Strom direkt zwischen 2 Kohlenspitzen in geeigneter Stellung unter Leuchterscheinungen übergehen läßt und die primäre Spule in den Stromkreis einschaltet. Bringt man nun den aus den 3 Stäbchen bestehenden mikrophonartigen Unterbrecher und die Funkenstrecke in verschiedene Zimmer und erregt in der Nähe des auf einer Schallmembran befestigten Unterbrechers Schallbewegungen, so kann man entsprechende Geräusche an der Funkenstrecke vernehmen, während sie sonst einen gleichmäßigen Ton gibt. Leider bin ich nicht im Besitze der nötigen Einrichtung, um die Versuche unter günstigeren Bedingungen durchführen zu können; vielleicht wird von anderer Seite diese Aufgabe übernommen. Ich glaube aber aus meinen Versuchen schließen zu dürfen, daß gegen den selbsttätigen Unterbrecher gesprochene Worte bei entsprechender Anordnung von der Funkenstrecke wiedergegeben werden.

Uffenheim, 12. März 1909.

(Eingegangen 20. März 1909.)

1) Diese Zeitschr. **7**, 899, 1906; **8**, 668, 1907.

Anwendung einer verallgemeinerten Form des Gravitationsgesetzes auf molekulare Distanzen.

Von Johann Radakovits.

Wir gehen von der Formel (40), Ludwig Boltzmann, Vorlesungen über die Prinzipe der Mechanik I, aus:

$$d\vartheta = \frac{k\,dr}{r^2\sqrt{\frac{2}{m}\varphi(r)+h-\frac{k^2}{r^2}}}, \qquad (40)$$



wo

$$\int f(r)\,dr = \varphi(r) \tag{34}$$

ist; wir setzen

A. $$f(r) = -\frac{\lambda m}{r^2 - r_0^{\,2}};$$

für die Normaldistanz $r = r_0$ ist $f(r)$ unendlich, für $r > r_0$ ist $f(r) < 0$ (Anziehung) und für $r < r_0$ ist $f(r) > 0$ (Abstoßung).

Nur den letzten Fall $r < r_0$ wollen wir betrachten.

B. $$\varphi(r) = \int f(r)\,dr = \frac{\lambda m}{2 r_0}\left[\int \frac{dr}{r + r_0} - \int \frac{dr}{r - r_0}\right] =$$

$$= \frac{\lambda m}{2 r_0}\left[l \frac{1 + \frac{r}{r_0}}{1 - \frac{r}{r_0}} - (2n+1)\pi i \right].$$

für $n = 0, 1, 2, \ldots\ldots \infty, -1, -2, \ldots\ldots -\infty$.

$$d\vartheta = \frac{k\,dr}{\sqrt{r^4\left\{\frac{\lambda}{r_0}\left[l \frac{1+\frac{r}{r_0}}{1-\frac{r}{r_0}} - (2n+1)\pi i\right] + h\right\} - k^2 r^2}}; \tag{40'}$$

$r^4\{\ldots\ldots\}$ können wir gegen $k^2 r^2$ vernachlässigen und erhalten:

$$\left.\begin{aligned} r &= r_0\, e^{i(\vartheta - \vartheta_0)} \\ \text{oder} \quad r &= r_0\,[\cos(\vartheta - \vartheta_0) + i \sin(\vartheta - \vartheta_0)] \end{aligned}\right\} \tag{42'}$$

(für $r = r_0$ ist $\vartheta = \vartheta_0$); wir haben eine schwingende Bewegung.

Leoben, 2. Februar 1909.

(Eingegangen 4. Februar 1909.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 80. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU KÖLN.

Clemens Schaefer (Breslau), Über die Beugung elektromagnetischer Wellen an isolierenden zylindrischen Hindernissen[1]).

§ 1.

Beugungsprobleme sind bisher fast ausschließlich auf Grund des Huygensschen Prinzips in der Kirchhoffschen Formulierung behandelt worden. Aber obwohl dieser Satz an sich völlig streng ist, so kann er doch nur in einem einzigen Falle wirklich streng angewandt werden, nämlich dann, wenn das Licht sich ungestört ausbreitet — und in diesem Falle bedarf man des Theorems nicht. Dies liegt daran, daß zu exakten Anwendungen dieses Satzes die Kenntnis von Größen gefordert wird, die erst angegeben werden können, wenn man die fertige Lösung bereits besitzt. Man ist also gezwungen, eine Reihe von — näherungsweise nach Ausweis der Erfahrung richtigen — Annahmen zu machen, die voraussichtlich das Resultat nicht stark beeinflussen können. So nimmt man z. B. hinter einem beugenden Schirme den Lichtvektor von vornherein gleich Null an, so setzt man ferner dafür in der Öffnung eines Beugungsschirmes den Wert, der ihm bei ungestörter Ausbreitung zukommen würde. Erstere Annahme ist nahezu erfüllt, wenn das Schirmmaterial vollkommen undurchlässig ist; die zweite Voraussetzung kann als nahezu richtig anerkannt werden, wenn die Dimensionen der beugenden Öffnung groß gegen die Wellenlängen sind. Zur ferneren Vereinfachung der Formeln beschränkt man sich auch auf kleine Beugungswinkel und nimmt die Beugungsschirme als vollkommen schwarz an.

Es muß als eine erstaunliche Leistung der Kirchhoffschen Theorie betrachtet werden, daß trotz der vom mathematischen Standpunkt aus ziemlich einschneidenden Einschränkungen im ganzen die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment vortrefflich genannt werden kann. Nur fallen naturgemäß alle diejenigen Erscheinungen aus dem Rahmen der Theorie heraus, in denen ein Materialeinfluß der Beugungsschirme beobachtet[1]) worden ist. Denn da alle Stoffe von vornherein als schwarz betrachtet werden, können sie sich optisch in nichts mehr unterscheiden.

Die nämliche Bemerkung trifft auch die Untersuchung von Sommerfeld[2]) und die daran sich anschließende von Schwarzschild[3]); in diesen — im übrigen völlig strengen — Arbeiten wird durch Annahme unendlich großer Leitfähigkeit, d. h. vollkommenen Reflexionsvermögens der Schirme, jeder Materialeinfluß a limine von der Theorie ausgeschlossen.

Im Gegensatze dazu haben sich die folgenden Probleme ohne die vereinfachende Annahme unendlich großer Leitfähigkeit streng behandeln lassen: Ebene polarisierte Wellen

1) Die §§ 1—7 sind identisch mit einer inzwischen in den Sitzungsberichten der Berliner Akademie erschienenen Abhandlung (Mitteilung vom 21. Januar 1909).

1) Vgl. insbesondere: Du Bois u. Rubens, Wied. Ann. **49**, 593, 1893.

2) Sommerfeld, Math. Theorie d. Diffraktion, Math. Ann. **47**, 317, 1895.

3) Schwarzschild, Math. Ann. **55**, 177, 1902.

fallen auf eine leitende Kugel [G. Mie[1])] oder auf einen leitenden Zylinder [v. Ignatowsky[2]), Seitz[3])]. Die Lösung ergibt sich hier in Form unendlicher Reihen, die nur dann ausgewertet werden können, wenn das Verhältnis $\frac{\varrho}{\lambda}$ (ϱ = Kugel- oder Zylinderradius, λ = Wellenlänge) klein, höchstens etwa $= \frac{1}{5}$, ist. In diesem letzteren Umstande ist es begründet, daß bei experimentellen Untersuchungen dieser Fälle der zwar vorhandene Materialeinfluß, d. h. die Wirkung der endlichen, von Stoff zu Stoff verschiedenen Leitfähigkeiten, doch kaum nachgewiesen werden kann. Nehmen wir — was experimentell schon sehr schwierig wäre — an, daß man die Versuche mit Wellenlängen von 20 μ (etwa den Reststrahlen des Flußspates) machen könnte, so dürften die Drähte einen Radius von 5 μ keinesfalls überschreiten, damit die Rechnung durchgeführt werden kann. So dünne Drähte lassen sich bisher nur aus Platin herstellen, für andere Materialien ist die untere Grenze mit etwa 10 μ anzusetzen. Dieser Umstand zwingt also dazu, die experimentelle Untersuchung in das Gebiet noch größerer, nämlich der elektrischen Wellen zu verlegen; dann ist aber der Materialeinfluß praktisch kaum nachweisbar, da die Verhältnisse bei diesen großen Wellenlängen sich dem Fall unendlich großer Leitfähigkeit asymptotisch annähern. Wollte man bei einer Wellenlänge von etwa 20 cm noch einen Materialeinfluß konstatieren, so müßte man schon zu einer Drahtdicke von höchstens 20 μ herabgehen; dann aber ist infolge des kleinen Wertes von $\frac{\varrho}{\lambda}$ die hervorgebrachte Störung so klein, daß sie kaum nachweisbar ist. Man könnte allerdings zu dem Auskunftsmittel greifen, die Drähte in Gitterform zu bringen — so ist der Versuch mit Erfolg von mir und Laugwitz[4]) ausgeführt worden —, aber dieser Fall hat einer exakten theoretischen Behandlung bisher widerstanden[5]).

Unter diesen Umständen scheint es mir von Interesse zu sein, darauf hinzuweisen, daß sich mit denselben mathematischen Hilfsmitteln noch ein anderer Fall exakt behandeln läßt, der gleichzeitig gestattet, den Materialeinfluß auch im Gebiet der elektrischen Wellen mit Sicherheit zu erkennen. Es ist dies der Fall, den man erhält, wenn man in dem von Ignatowsky behandelten Problem den Metallzylinder durch einen isolierenden, d. h. dielektrischen, ersetzt. Wie sich weiter unten zeigen wird, ist auch gerade dieses Problem durch eine solche Reichhaltigkeit der Erscheinungen im Detail ausgezeichnet, wie sie keinem der anderen Fälle zukommt. Nachdem ich daher die theoretische Behandlung im großen erledigt hatte, habe ich Herrn stud. Felix Großmann veranlaßt, diesen Fall experimentell zu realisieren; die Ergebnisse dieser Untersuchung, der ich für manches Detail der Theorie die Anregung verdanke, werde ich zum Schluß kurz berühren.

§ 2.

Es möge die Achse des dielektrischen Zylinders, dessen Radius ϱ sei, mit der z-Achse zusammenfallen, deren positive Richtung in Fig. 1 nach vorn aus der Zeichenebene herausweist; die positive x-Achse zeigt nach rechts, die positive y-Achse nach oben.

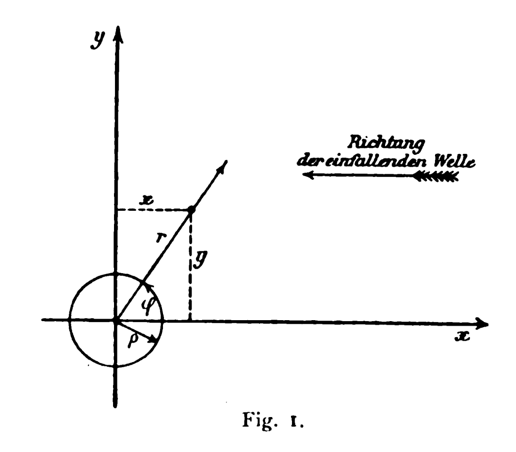


Fig. 1.

Parallel der x-Achse, und zwar in Richtung der abnehmenden x (Pfeilrichtung in Fig. 1), falle ein ebener polarisierter Wellenzug ein; die elektrische Kraft sei parallel zur z-Achse orientiert. Dieser Fall ist experimentell interessanter als derjenige, wo die elektrische Kraft senkrecht zur z-Achse liegt; ich will mich daher hier auf die Behandlung des ersteren Falles beschränken und mir die Behandlung des letzteren für eine andere Gelegenheit vorbehalten.

Wir transformieren die Maxwellschen Gleichungen zunächst auf Zylinderkoordinaten r, φ, z, die mit den kartesischen folgendermaßen zusammenhängen:

$$x = r\cos\varphi, \quad y = r\sin\varphi, \quad z = z.$$

Berücksichtigt man außerdem, daß nach den Bedingungen des Problems die elektrischen Komponenten $\mathfrak{E}_r$ und $\mathfrak{E}_\varphi$ nicht auftreten können, sowie daß alle Feldgrößen von z unabhängig sein müssen, da der Zylinder als unendlich

1) G. Mie, Ann. d. Phys. **25**, 377, 1908.
2) v. Ignatowsky, Ann. d. Phys. **18**, 495, 1905.
3) Seitz, Ann. d. Phys. **16**, 746, 1905; **19**, 554, 1906
4) Cl. Schaefer u. M. Laugwitz, Ann. d. Phys. **23**, 951, 1907.
5) Inzwischen ist es fast gleichzeitig B. Sieger (Ann. d. Phys. **27**, 626, 1908) und K. Aichi (Proc. Tokyo Mathem.-Physical Soc. (2) **4**, 966, 1908) gelungen, die Beugung an einem elliptischen Zylinder unendlich guter Leitfähigkeit zu berechnen. Hier gilt also dasselbe, was oben von der Sommerfeldschen Arbeit gesagt wurde.

lang vorausgesetzt wird, so erhalten wir in der üblichen Bezeichnungsweise die Maxwellschen Gleichungen in folgender Gestalt:

$$\left.\begin{aligned} &\text{a)}\quad \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\mathfrak{H}_\varphi) - \frac{1}{r}\frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial \varphi}, \\ &\text{b)}\quad \frac{\mu}{c}\frac{\partial \mathfrak{H}_r}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial \varphi}, \\ &\text{c)}\quad \frac{\mu}{c}\frac{\partial \mathfrak{H}_\varphi}{\partial t} = \frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial r}. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Dazu treten noch die Grenzbedingungen der Maxwellschen Theorie, daß die tangentiellen Komponenten der elektrischen und magnetischen Kraft beim Übergang von einem Medium zum andern, d. h. an der Oberfläche des Zylinders, stetig bleiben müssen. Bezeichnen wir die auf den Außenraum bezüglichen Größen durch den Index 1, die dem Innenraum entsprechenden mit 2, so folgt demgemäß:

$$\left.\begin{aligned} &\text{a)}\quad (\mathfrak{E}_z)_1 = (\mathfrak{E}_z)_2, \\ &\text{b)}\quad (\mathfrak{H}_\varphi)_1 = (\mathfrak{H}_\varphi)_2. \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Statt letzterer Gleichung hat man auch, wie Differentiation nach t und Benutzung von (1c) ergibt:

$$\frac{1}{\mu_1}\left(\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial r}\right)_1 = \frac{1}{\mu_2}\left(\frac{\partial \mathfrak{E}_z}{\partial r}\right)_2. \quad (2\text{c})$$

Dazu tritt noch eine Bedingung hinzu, die aussagt, daß in unendlicher Entfernung vom Zylinder ($r = \infty$) die durch denselben hervorgebrachte Störung unmerklich geworden ist, d. h. daß wir in unendlich großer Entfernung wieder eine ebene Welle haben. Das ergibt im Zusammenhang mit den Bedingungen der Aufgabe die Gleichung:

$$(\mathfrak{E}_z)_{r=\infty} = e^{\frac{2\pi i}{\lambda}(ct+x)} = e^{\frac{2\pi i}{\lambda}(ct+r\cos\varphi)}. \quad (2\text{d})$$

Aus Gleichung (1) erhält man in der bekannten Weise die folgende für $\mathfrak{E}$ (wie wir jetzt statt $\mathfrak{E}_z$ schreiben wollen):

$$\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2 \mathfrak{E}}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \mathfrak{E}}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 \mathfrak{E}}{\partial \varphi^2}. \quad (3)$$

Um zu einer Integration von (3) zu gelangen, setzen wir, unter Berücksichtigung des Umstandes, daß wir rein periodische Vorgänge betrachten,

$$\mathfrak{E} = e^{int} \sum_0^\infty Q_m \cdot \cos m\varphi, \quad (4)$$

wo Q_m eine Funktion von r allein bedeutet. Setzt man (4) in (3) ein, so folgt für Q_m die gewöhnliche Differentialgleichung:

$$\frac{d^2 Q_m}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dQ_m}{dr} + \left(k^2 - \frac{m^2}{r^2}\right) Q_m = 0, \quad (5)$$

wo k^2 eine Abkürzung von der Bedeutung $\frac{\varepsilon\mu n^2}{c^2} = \frac{4\pi^2\varepsilon\mu}{\lambda^2}$ ist.

Nehmen wir als Außenraum das Vakuum, für den Innenraum ein nicht magnetisierbares Medium mit der Dielektrizitätskonstante ε, so folgt für den Außenraum:

$$k_1^2 = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} = \frac{n^2}{c^2},$$

für den Innenraum:

$$k_2^2 = \frac{4\pi^2\varepsilon}{\lambda^2} = \frac{n^2\varepsilon}{c^2}.$$

Gleichung (5) ist die Besselsche Differentialgleichung, deren Integrale die Besselschen Funktionen erster und zweiter Art vom Argument kr sind, die wir mit $\mathcal{J}_m(kr)$ und $Q_m(kr)$ bezeichnen. Statt Q_m wollen wir eine Funktion K_m einführen, für die Tabellen vorliegen; ihr Zusammenhang ist durch die Gleichung gegeben:

$$Q_m = K_m - \frac{i\pi}{2}\mathcal{J}_m.$$

Unter $\mathcal{J}_m$ und K_m verstehen wir folgende Reihen:

$$\mathcal{J}_m(x) = \frac{x^m}{2\cdot 4\cdots 2m}\left\{1 - \frac{x^2}{2(2m+2)} + \frac{x^4}{2\cdot 4(2m+2)(2m+4)} + \cdots\right\}$$

$$K_m(x)^{1)} = \mathcal{J}_m(x), \log\frac{2}{\gamma x} + \left(1 + \frac{1}{2} + \cdots \frac{1}{m}\right)\mathcal{J}_m(x) + \frac{m!}{2}\sum_0^{m-1}{}^s \frac{1}{m-s}\left(\frac{2}{x}\right)^{m-s}\cdot\frac{\mathcal{J}_s(x)}{s!} + \sum_0^\infty{}^s (-1)^s \frac{m+2s}{s(m+s)}\mathcal{J}_{m+2s}(x).$$

Sind $\mathcal{J}_0$, $\mathcal{J}_0'$, K_0, K_0' (wofür Tabellen vorliegen) bekannt, so können beliebig hohe Ordnungen durch bekannte Rekursionsformeln berechnet werden[2]). Für sehr große Werte des Arguments (mit beträchtlicher Annäherung schon für $x = 5$) gelten die symptotischen Darstellungen:

$$\mathcal{J}_m(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}}\cos\left\{\frac{2m+1}{4}\pi - x\right\}, \quad (6)$$

$$\left.\begin{aligned} Q_m(x) &= K_m(x) - \frac{i\pi}{2}\mathcal{J}_m(x) \\ &= -i^{m+1}\sqrt{\frac{\pi}{2x}}\, e^{i\left(\frac{\pi}{4}-x\right)} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Speziell folgt aus (7):

$$Q_m(x) = i^m Q_0(x). \quad (7\text{a})$$

Das allgemeine Integral von (5) erhält man daher in der Form:

$$b_m\mathcal{J}_m(kr) + a_m\left\{K_m(kr) - \frac{i\pi}{2}\mathcal{J}_m(kr)\right\}. \quad (8)$$

Bezeichnen wir die Werte $k_1 r$ durch p_1 (Außenraum), $k_2 r$ mit p_2 (Innenraum), so folgt aus (6) und (4) für den Außenraum:

1) $\operatorname{Log}\gamma = 0{,}5772$, die sogenannte Mascheronische Konstante.

2) Vgl. z. B. Gray und Matthews, Treatise on Bessel functions, S. 13, Gleichungen (16) bis (20).

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{E}_1 = e^{int}\sum_0^\infty\Big[b_m \mathfrak{J}_m(p_1)\\ + a_m\Big\{K_m(p_1) - \frac{i\pi}{2}\mathfrak{J}_m(p_1)\Big\}\Big]\cos m\varphi,\end{aligned}\right\} \quad (9a)$$

für den Innenraum:

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{E}_2 = e^{int}\sum_0^\infty\Big[b_m' \mathfrak{J}_m(p_2)\\ + a_m'\Big\{K_m(p_2) - i\frac{\pi}{2}\mathfrak{J}_m(p_2)\Big\}\Big]\cos m\varphi.\end{aligned}\right\} \quad (9b)$$

Die Koeffizienten a_m und b_m sind durch die Grenzbedingungen (2a, 2c, 2d) bestimmbar. Man erhält durch einfache Rechnungen: $b_0 = 1$; $b_m = 2i^m$; ferner alle $a_m' = 0$; endlich erhält man für die für uns wichtigsten Koeffizienten a_m folgende Gleichung:

$$\frac{2\,i^m}{a_m} = \frac{\frac{k_1}{k_2}K_m'(\pi_1) - \frac{\mathfrak{J}_m'(\pi_2)}{\mathfrak{J}_m(\pi_2)}K_m(\pi_1)}{\mathfrak{J}_m(\pi_1)\frac{\mathfrak{J}_m'(\pi_2)}{\mathfrak{J}_m(\pi_2)} - \frac{k_1}{k_2}\mathfrak{J}_m'(\pi_1)} + \frac{i\pi}{2}; \quad (10)$$

π_1 und π_2 sind die Werte von p_1 und p_2 für $r = \varrho$. Für $m = 0$ ist der Faktor 2 auf der linken Seite zu streichen. Eine ähnliche Gleichung erhält man auch für die Koeffizienten b'_m, die uns im folgenden jedoch nicht interessieren. Wir erhalten also endgültig:

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{E}_1 = e^{int}\Big[\sum_0^\infty a_m\Big\{K_m(p_1) - \frac{i\pi}{2}\mathfrak{J}_m(p_1)\Big\}\cos m\varphi\\ + \mathfrak{J}_0(p_1) + \sum_1^\infty 2\,i^m\mathfrak{J}_m(p_1)\cos m\varphi\Big]\\ = e^{int}\Big[\sum_0^\infty a_m\Big\{K_m(p_1) - \frac{i\pi}{2}\mathfrak{J}_m(p_1)\Big\}\cos m\varphi\\ + e^{ip_1\cos\varphi}\Big] \text{ [1]}.\end{aligned}\right\} \quad (11)$$

Diese Reihen sind im Falle, daß $\frac{\varrho}{\lambda}$ klein ist, gut konvergent, so daß man sich auf die ersten Glieder derselben beschränken darf; die komplexen Ausdrücke (11) sind natürlich so zu verstehen, daß die reellen Teile zu nehmen sind. Man kann demgemäß $\mathfrak{E}_1$ stets auf die Form bringen:

$$\mathfrak{E}_1 = A\cos nt + B\sin nt; \quad (12)$$

bei den Messungen, auf die ich weiter unten zurückkomme, wird nun stets der zeitliche Mittelwert von $\mathfrak{E}^2$, nämlich $\frac{1}{T}\int_0^T \mathfrak{E}^2 dt = \overline{\mathfrak{E}^2}$ gemessen. Nach (12) ist dann einfach:

$$\overline{\mathfrak{E}^2} = \frac{A^2 + B^2}{2}. \quad (12a)$$

Dies werden wir im folgenden benutzen.

§ 3.

Wir werfen noch einen Blick auf die Gleichung (10), die die Koeffizienten der Reihe (11) definiert. Man erkennt, daß die a_m nur abhängen von den Größen $\pi_1 = \frac{2\pi\varrho}{\lambda}$ und $\pi_2 = \frac{2\pi\varrho\sqrt{\varepsilon}}{\lambda}$, d. h. nur von der Größe der Dielektrizitätskonstante ε und dem Verhältnis von $\frac{\varrho}{\lambda}$, während ϱ und λ für sich nicht in (10) vorkommen. Halten wir daher das Material, aus dem der Zylinder besteht, fest, so ist die einzige Variable die Größe $\frac{\varrho}{\lambda}$. Darin ist für die ganze Erscheinung nun ein Ähnlichkeitssatz ausgesprochen: Die Koeffizienten a_m bleiben dieselben, wenn Zylinderradius und Wellenlänge im nämlichen Verhältnis geändert werden. Im folgenden werden wir die Konsequenzen dieses Satzes für die Erscheinungen hervorheben.

Zwei Fälle sind es nun namentlich, welche für eine experimentelle Untersuchung ganz besonders in Betracht kommen, nämlich die Untersuchung der Energieverhältnisse vor dem Zylinder ($\varphi = 0$) und hinter dem Zylinder ($\varphi = \pi$) [1].

Bevor wir zur Untersuchung derselben übergehen, wollen wir erst den Gleichungen (11) eine für die Diskussion geeignetere Gestalt geben. Gehen wir nämlich mit dem Meßinstrument (das uns $\overline{\mathfrak{E}^2}$ anzeigen soll) nicht allzu nahe an die Oberfläche des Zylinders heran, d. h. geben wir p_1 nicht allzu kleine Werte, so dürfen wir für die Besselschen Funktionen Q_m mit großer Annäherung die asymptotischen Darstellungen nach (7) und (7a) benutzen. Wir erhalten dann statt (11), wenn wir uns gleichzeitig auf die drei ersten Glieder beschränken, was hinreichende Kleinheit von $\frac{\varrho}{\lambda}$ zur Voraussetzung hat:

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{E}_1 = e^{int}\{[a_0 + i a_1\cos\varphi - a_2\cos 2\varphi]\,Q_0(p_1)\\ + e^{ip_1\cos\varphi}\}.\end{aligned}\right\} \quad (13)$$

Setzen wir hierin noch:

$$a_m = \alpha_m + i\beta_m,$$

$$Q_0(p_1) = -i\sqrt{\frac{2p_1}{\pi}}\,e^{i\left(\frac{\pi}{4} - p_1\right)},$$

so folgt bei Beschränkung auf den reellen Teil:

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{E}_1 = \cos[nt + p_1\cos\varphi]\\ + \sqrt{\frac{\pi}{2p_1}}\{A_\varphi\sin(nt+\psi) + B_\varphi\cos(nt+\psi)\}\end{aligned}\right\} \quad (14)$$

wo zur Abkürzung gesetzt ist:

$$\left.\begin{aligned}A_\varphi &= \alpha_0 - \beta_1\cos\varphi - \alpha_2\cos 2\varphi,\\ B_\varphi &= \beta_0 - \alpha_1\cos\varphi - \beta_2\cos 2\varphi,\\ \psi &= \frac{\pi}{4} - p_1.\end{aligned}\right\} \quad (15)$$

Bringt man (14) auf die Form von (12), so folgt:

1) Vgl. dafür z. B. Gray und Matthews, S. 18, Gl. (39) ff.

1) In der im Druck befindlichen Dissertation des Herrn Großmann ist auch der Fall $\varphi = \pi/2$, der einige Besonderheiten zeigt, ausführlich diskutiert; ich unterdrücke das hier der Kürze halber.

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{E}_1 = \cos nt\left[\cos(p_1\cos\varphi) + \sqrt{\frac{\pi}{2p_1}}\,(A_\varphi\sin\psi + B_\varphi\cos\psi)\right] \\ + \sin nt\left[-\sin(p_1\cos\varphi) + \sqrt{\frac{\pi}{2p_1}}\,(A_\varphi\cos\psi - B_\varphi\sin\psi)\right].\end{aligned}\right\} \quad (16)$$

§ 4.

Spezialisieren wir dies zunächst für den Fall $\varphi = 0$, d. h. für die Punkte der x-Achse vor dem Zylinder; wir erhalten nach (15) und (16) den Wert für $\mathfrak{E}_1$, indem wir dort $\cos\varphi = 1$ setzen; die entsprechenden Werte von A_φ und B_φ wollen wir mit A_0 und B_0 bezeichnen. So folgt:

$$\begin{aligned}\mathfrak{E}_{1\,\varphi=0} = \cos nt\left[\cos p_1 + \sqrt{\frac{\pi}{2p_1}}\,(A_0\sin\psi + B_0\cos\psi)\right] \\ + \sin nt\left[-\sin p_1 + \sqrt{\frac{\pi}{2p_1}}\,(A_0\cos\psi - B_0\sin\psi)\right].\end{aligned}$$

Nach (12a) erhalten wir für den der Messung zugänglichen Wert $\overline{\mathfrak{E}_1^2}$:

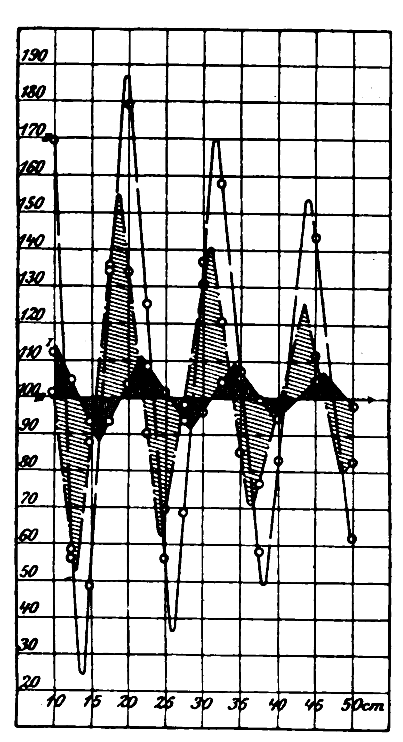
$$\left.\begin{aligned}\overline{\mathfrak{E}_1^2} = \frac{1}{2}\Bigg[1 + \frac{\pi}{2p_1}(A_0^2 + B_0^2) \\ + 2\sqrt{\frac{\pi}{2p_1}}\left\{-A_0\sin\left(2p_1 - \frac{\pi}{4}\right)\right. \\ \left. + B_0\cos\left(2p_1 - \frac{\pi}{4}\right)\right\}\Bigg].\end{aligned}\right\} \quad (17)$$

Gleichung (17) besagt, daß sich vor dem Zylinder Interferenzstreifen ausbilden, deren Intensität mit wachsendem p_1, d. h. mit wachsender Entfernung von der Zylinderachse abnimmt. Es zeigt sich ferner, daß die Lage der Maxima und Minima von der Größe der Koeffizienten A_0 und B_0 abhängt. Diese hängen aber, wie aus (10) und (15) hervorgeht, nur von den Werten der Dielektrizitätskonstanten ε und vom Verhältnis $\frac{\varrho}{\lambda}$ ab. Wir erhalten demgemäß das Resultat: Die Interferenzstreifen verschieben sich sowohl, wenn bei konstantem ε sich das Verhältnis $\frac{\varrho}{\lambda}$ ändert, als auch wenn bei festgehaltenen Dimensionen ϱ und λ das Material des Zylinders variiert wird. Letzteres Ergebnis ist es namentlich, welches über die alte Behandlungsweise der Beugungserscheinungen hinausreicht. Eine ähnliche Bemerkung gilt für die Intensitäten der Interferenzstreifen; auch sie hängen von denselben Größen ab.

In der Fig. 2 gebe ich für einen bestimmten Fall, der realisiert werden kann (und worden ist), die berechneten Interferenzerscheinungen wieder; dabei ist angenommen:

$$\varepsilon = 81;\quad \lambda = 24\text{ cm};\quad \varrho_I = 0{,}15\text{ cm};$$
$$\varrho_{II} = 0{,}34\text{ cm};\quad \varrho_{III} - 1{,}21\text{ cm}.$$

Man erkennt deutlich die Verschiebung und den Intensitätsunterschied. Für dieselben Werte $\frac{\varrho}{\lambda}$ sind auch unter Zugrundelegung des Wertes $\varepsilon = 25$ die Interferenzen berechnet worden; es zeigt sich, daß in diesen Beispielen die Verschiebung der Maxima und Minima gegen den Fall $\varepsilon = 81$



$\mathfrak{E}^2$ berechnet für $\lambda = 24$ cm, $\varphi = 0$, $\varepsilon = 81$ cm.
$\varrho_I = 0{,}15$ cm, $\varrho_{II} = 0{,}34$ cm, $\varrho_{III} = 1{,}21$ cm.

Fig. 2.

geringfügig im Vergleich zur Wellenlänge, etwa $= \frac{1}{100}\lambda$, ist. Dagegen ist in den Intensitätsverhältnissen der Interferenzen der Materialeinfluß leicht nachweisbar.

§ 5.

Wir gehen jetzt über zur Untersuchung des Zustandes hinter dem Zylinder, d. h. $\varphi = \pi$. Für diesen Fall liefert uns Gleichung (16):

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{E}_{1\atop \varphi=\pi} = \cos nt\left[\cos p_1 + \sqrt{\frac{\pi}{2p_1}}(A_n \sin\psi + B_n\cos\psi)\right] \\ + \sin nt\left[\sin p_1 + \sqrt{\frac{\pi}{2p_1}}(A_n\cos\psi - B_n\sin\psi)\right];\end{aligned}\right\} \quad (18)$$

A_n und B_n sind die Werte, die man aus (15) erhält, wenn dort $\varphi=\pi$ gesetzt wird. Nach (12a) erhalten wir daraus

$$\overline{\mathfrak{E}_1^2}_{\varphi=\pi} = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{\pi}{2p_1}(A_n^2 + B_n^2) + 2\sqrt{\frac{\pi}{2p_1}}\{A_n\sin(p_1+\psi) + B_n\cos(p_1+\psi)\}\right]$$

oder, da nach (15) $\psi = \frac{\pi}{4} - p_1$ ist,

$$\overline{\mathfrak{E}_1^2}_{\varphi=\pi} = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{\pi}{2p_1}(A_n^2+B_n^2) + \sqrt{\frac{\pi}{p_1}}(A_n+B_n)\right]. \quad (19)$$

Führt man darin noch den Wert $\frac{2\pi r}{\lambda}$ für p_1 ein, so folgt endlich

$$\overline{\mathfrak{E}_1^2}_{\varphi=\pi} = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{\lambda}{4r}(A_n^2+B_n^2) + \sqrt{\frac{\lambda}{2r}}(A_n+B_n)\right]. \quad (19a)$$

Man erkennt sofort, daß **hinter** dem Zylinder keine Interferenzstreifen zustande kommen; vielmehr ergibt die Diskussion von (19a) folgendes Verhalten: der Ausdruck $\frac{\lambda}{4}(A_n^2+B_n^2)$ ist **stets positiv**, während die Größe $\sqrt{\frac{\lambda}{2}}(A_n+B_n)$ dies keineswegs zu sein braucht. Man muß ferner beachten, daß (19a) ja nur für den **Außenraum** gilt, d. h. nur für solche Werte von r, die größer als ϱ sind. Man ersieht dann unmittelbar, daß folgende drei Fälle eintreten können:

I. $\sqrt{\frac{\lambda}{2}}(A_n+B_n)$ **ist positiv.** Dann ist der ganze Klammerausdruck positiv und größer als 1. Berücksichtigt man, daß im Falle freier Strahlung die Ausdrücke mit A_n und B_n gar nicht vorhanden sind, d. h. der Klammerausdruck den Wert 1 hat, so erkennt man, daß **in diesem Falle durch das Einbringen des Zylinders in den Strahlengang eine Verstärkung der Strahlung erzeugt wird**, die mit wachsendem r sich der 0 nähert. Diese Vermehrung der Energie hinter dem Zylinder kommt durch eine eigentümliche Verteilung der Energie um den Zylinder herum zustande; was hinten zuviel ist, muß vorne und seitlich fehlen.

Diese Erscheinungsform nenne ich im folgenden den Typus (oder den Charakter) I.

II. $\sqrt{\frac{\lambda}{2}}(A_n+B_n)$ **ist negativ.**

Wir schreiben nun (19a) in folgender Form:

$$\overline{\mathfrak{E}_1^2}_{\varphi=\pi} = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{1}{\sqrt{r}}\left\{\frac{\lambda}{4\sqrt{r}}(A_n^2+B_n^2) + \sqrt{\frac{\lambda}{2}}(A_n+B_n)\right\}\right]. \quad (19b)$$

Es kann dann der Fall eintreten, daß der absolute Betrag des als negativ vorausgesetzten Ausdrucks $\sqrt{\frac{\lambda}{2}}(A_n+B_n)$ so groß ist, daß bereits für $r=\varrho$ (d. h. den kleinsten Wert von r, für den die Gleichung überhaupt noch gilt) die Ungleichung erfüllt ist:

$$\frac{\lambda}{4\sqrt{r}}(A_n^2+B_n^2) < \left|\sqrt{\frac{\lambda}{2}}(A_n+B_n)\right|.$$

Diese Ungleichung ist dann **a fortiori** für alle größeren Werte von r gültig, mit anderen Worten: die Summe

$$\frac{\lambda}{4r}(A_n^2+B_n^2) + \sqrt{\frac{\lambda}{2r}}(A_n+B_n)$$

ist für den ganzen Außenraum **negativ** und nähert sich für wachsendes r asymptotisch der Null. Der Klammerausdruck in (19b) ist also stets kleiner als 1, was verglichen mit dem Wert für freie Strahlung ergibt: **Hinter dem Zylinder entsteht jetzt eine Schwächung („Schatten"), die asymptotisch verschwindet.**

Jedoch ist folgendes zu beachten: Während im Falle I die Verstärkung mit wachsendem r **stets** abnimmt, gilt dies für die hier auftretende Schwächung erst von einem bestimmten Wert von r an; denn im allgemeinen hat der Ausdruck

$$1 + \frac{\lambda}{4r}(A_n^2+B_n^2) + \sqrt{\frac{\lambda}{2r}}(A_n+B_n)$$

ein **Minimum**, in welchem der „Schatten" am tiefsten ist. Von da aber nimmt die Schwächung mit wachsendem r ab. Die Lage des Minimums findet man leicht zu:

$$r_{\min} = \frac{\lambda}{2}\left(\frac{A_n^2+B_n^2}{A_n+B_n}\right)^2. \quad (20)$$

Es kann auch der Fall eintreten, daß das so berechnete $r_{\min} < \varrho$ ist. Das bedeutet dann natürlich, daß im Außenraum **gar kein Minimum** auftritt, sondern die Schwächung **ständig** mit wachsendem r abnimmt[1]).

Zusammenfassend können wir also sagen,

1) Es ist jedoch zu beachten, daß für so kleine Werte von r die asymptotischen Darstellungen der **Besselschen** Funktionen nicht mehr anwendbar sind und daher die obige Betrachtung nicht mehr gilt; man muß in diesem Falle auf die allgemeinen Formeln des § 2 zurückgreifen.



daß der Typus II eine Schirmwirkung des Zylinders darstellt; alle Punkte der x-Achse hinter dem Zylinder erhalten eine kleinere Energie als im Falle freier Strahlung.

III. Wir knüpfen an (19b) an. $\sqrt{\frac{\lambda}{2}}(A_n + B_n)$ sei wieder negativ; doch sei für $r = \varrho$, d. h. für die Oberfläche des Zylinders

$$\frac{\lambda}{4\sqrt{\varrho}}(A_n^2 + B_n^2) > \left|\sqrt{\frac{\lambda}{2}}(A_n + B_n)\right|.$$

Der auf der linken Seite stehende Ausdruck wird mit wachsendem r immer kleiner, es gibt also ein bestimmtes r_0, für welches die Ungleichung in eine Gleichung übergeht. Für alle $r > r_0$ gilt die Ungleichung dann im umgekehrten Sinne. Wir haben also:

1. für $r < r_0$ ist der Klammerausdruck (19b) größer als 1; das bedeutet also eine Verstärkung hinter dem Zylinder;
2. für $r = r_0$ ist der Klammerausdruck (19b) gleich 1; in diesem Punkte herrscht also die ursprüngliche Helligkeit;
3. für $r > r_0$ ist der Klammerausdruck (19b) kleiner als 1; hier tritt ein „Schatten" auf.

Den Punkt r_0 nenne ich den „Indifferenzpunkt". Seine Lage erhält man, indem man die Gleichung:

$$\frac{\lambda}{4\sqrt{r_0}}(A_n^2 + B_n^2) + \sqrt{\frac{\lambda}{2}}(A_n + B_n) = 0$$

nach r_0 auflöst; es folgt:

$$r_0 = \frac{\lambda\,(A_n^2 + B_n^2)^2}{8\,(A_n + B_n)^2}. \qquad (21)$$

Die Kurven vom Typus III stellen also die Verbindung her zwischen den Kurven vom Charakter I und II.

Man erkennt den Verlauf der Erscheinungen am besten aus der graphischen Darstellung Fig. 3.

Dort sind für eine Reihe von Werten ($\lambda = 58$ cm, $\varepsilon = 81$ cm) die Intensitätskurven hinter dem Zylinder gezeichnet, und zwar sind als Ordinaten die Werte von $\mathfrak{E}_1^2$ in Prozenten der freien Strahlung aufgetragen; als Abszissen die Werte von r, d. h. die Entfernungen hinter dem Zylinder. Man sieht, daß für $\varrho = 0{,}15$ cm, 0,30 cm, 0,34 cm, 0,44 cm und 0,55 cm die Kurven den Typus I besitzen, und zwar steigt die Verstärkung in der angegebenen Reihenfolge; ebenso gehört auch $\varrho = 0{,}70$ cm noch dem ersten Typus an, die betreffende Kurve liegt jedoch unterhalb derjenigen für 0,55 cm. Die Verstärkung geht also bei wachsendem ϱ durch ein Maximum hindurch.

Ein Beispiel des Typus III liefert $\varrho = 0{,}72$ cm.

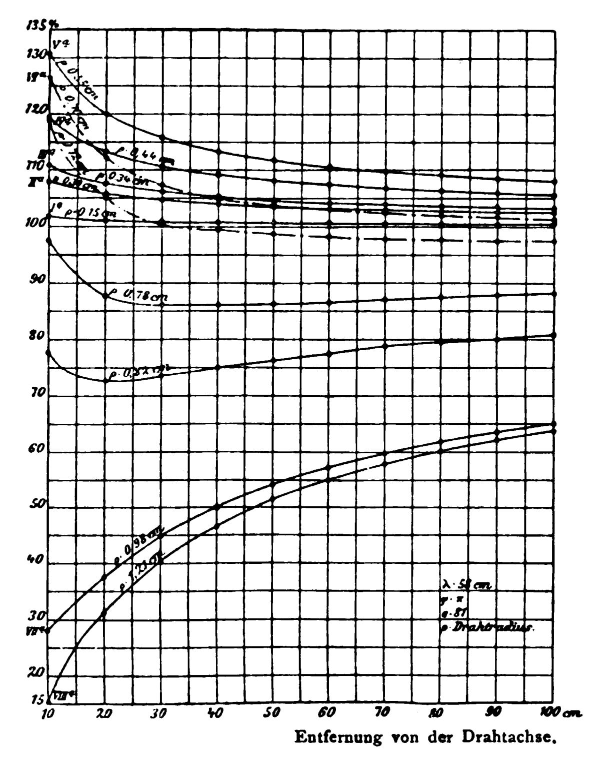


Fig. 3.

Das Minimum, von dem vorher die Rede war, ist hier so flach, daß es kaum wahrnehmbar ist.

Dem Typus II (Schattenwirkung) gehören alle übrigen Kurven der Figur an. Bei 0,75 cm und 0,82 cm ist das Minimum deutlich erkennbar; dasselbe verschiebt sich nach immer kleineren Werten von r und ist in den Kurven 0,98 und 1,21 cm gar nicht mehr sichtbar.

§ 6.

Aus den Darlegungen des vorhergehenden Paragraphen ist ersichtlich, daß die Schattenwirkung der Kurven vom II. Typus um so beträchtlicher ist, je größer bei konstanter Wellenlänge der Radius des Zylinders ist. Es liegt von vornherein nahe, anzunehmen, daß dies so weiter gehe. Ohne numerische Rechnung ist darüber jedoch nichts auszusagen, da die Koeffizienten a_m zu kompliziert gebaut sind, um ohne weiteres eine Diskussion zu gestatten. Man muß vielmehr für noch größere Werte von $\frac{\varrho}{\lambda}$ die Koeffizienten a_m in hinreichender Zahl berechnen und dann den Ausdruck (19a) oder (19b) bilden. Dann ergibt sich sofort, welchem Typus die zu diesem Werte von $\frac{\varrho}{\lambda}$ gehörige Kurve entspricht. Es genügt dann auch, um ein anschauliches Bild des Verlaufes der Erscheinung zu haben, daß man nur einen Punkt der Kurven kennt.



Wenn man so gemäß (19a) oder (19b) die Werte von $\overline{\mathfrak{E}_1^2}$ etwa für die Entfernung $r = 10$ cm von der Zylinderachse berechnet, so kann man eine Kurve derart zeichnen, daß man diese Werte als Ordinaten und die Zylinderradien als Abszissen aufträgt. So ist für die Radien von 0,0 cm bis 1,5 cm die Fig. 4 berechnet, und zwar für die Wellenlängen 22, 23, 24, 30, 52, 56, 58 cm. Es sind dies die dick ausgezogenen Kurven der Fig. 4; auf die schwach oder punktiert gezeichneten Kurven komme ich später zurück. Alle diese Kurven haben den nämlichen Charakter, eine Folge des im § 3 ausgesprochenen Ähnlichkeitssatzes.

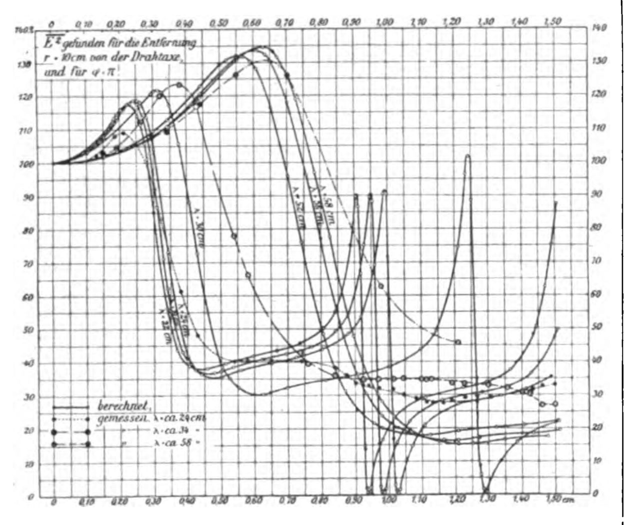


Fig. 4.

Sie zeigen für sehr kleine Werte von ϱ zunächst ein Ansteigen über die „freie" Intensität (Kurven vom I. oder III. Typus); diese Verstärkung passiert ein Maximum; für einen ganz bestimmten Wert von ϱ schneidet ferner jede Kurve die Linie der „freien" Intensität, nämlich die Ordinate 100 Prozent (Kurve vom Typus III). Bei noch größeren Werten von ϱ haben wir dann ein rapides Absinken unter diesen Ordinatenwert (Typus II oder III). Bei ganz bestimmten Stellen folgt dann weiterhin, jedoch nur für die kleinsten Wellenlängen in der Figur sichtbar, ein periodisches Auf- und Absteigen. Eine Tabelle, aus der der Typus der Kurven zu ersehen ist, unterdrücke ich an dieser Stelle, um Raum zu sparen.

Einer besonderen Bemerkung bedarf noch das periodische Auf- und Absteigen der Kurven in Fig. 4, von dem für die Wellenlänge 22 cm zwei Beispiele zu sehen sind; für die größeren Wellenlängen liegen die entsprechenden Stellen infolge des Ähnlichkeitssatzes bei größeren ϱ, die zum Teil nicht mehr gezeichnet sind. Die erste derartige „Periode" findet nach Ausweis der Figur ungefähr bei dem Werte $\varrho = 0{,}93$ cm, die zweite um den Wert $\varrho = 1{,}45$ cm herum statt. Berechnet man nun die Werte von π_2 für diesen Fall, so erhält man die beiden Zahlen:

$$\pi_2 = 2{,}405 \text{ bzw. } \pi_2 = 3{,}835.$$

Von diesen Zahlen ist aber die erstere die erste Wurzel der Gleichung $\mathfrak{J}_0(\pi_2) = 0$, die zweite die erste Wurzel von $\mathfrak{J}_0'(\pi_2) = 0$; beide Größen, $\mathfrak{J}_0(\pi_2)$ und $\mathfrak{J}_0'(\pi_2)$, treten nach (10) in dem Koeffizienten a_0 auf und vermittelst der Rekursionsformeln für die Besselschen Funktionen auch in den höheren Koeffizienten. Wir sehen also, daß die „Periodizität" der Kurven der Fig. 4 zusammenhängt mit dem Verschwinden von $\mathfrak{J}_0(\pi_2)$ und $\mathfrak{J}_0'(\pi_2)$. Ob das Verschwinden von $K_0(\pi_1)$, $K_0'(\pi_1)$, $\mathfrak{J}_0(\pi_1)$, $\mathfrak{J}_0'(\pi_1)$ ähnliches zur Folge hat, ist mit Sicherheit ohne darauf abzielende numerische Berechnung nicht zu entscheiden, aber wohl wegen der Symmetrie der Formeln (10) wahrscheinlich[1]). Auch die Frage, wie viele Stellen derartigen Schwankens im ferneren Verlauf der Kurven auftreten, vermag ich nicht zu beantworten. Im Hinblick auf diese Zweifel würde es sich vielleicht verlohnen, die numerischen Rechnungen so weit auszudehnen, als es möglich ist. Man würde so vielleicht bis zu einem Werte von $\frac{\varrho}{\lambda} = \frac{1}{5}$ vordringen können.

Ich möchte übrigens nicht unterlassen, dankend hervorzuheben, daß Herr Großmann die numerischen Rechnungen auf meine Veranlassung ausgeführt hat.

§ 7.

Da die im vorhergehenden entwickelten Resultate in manchen Punkten von denen beim metallischen Zylinder abweichen und vor allem auch viel mannigfaltiger sind, wurde versucht, die der Rechnung zugrunde gelegten Verhältnisse experimentell zu realisieren. Da nur sehr kleine Werte von $\frac{\varrho}{\lambda}$ in Betracht kommen, war der gegebene Weg die Benutzung elektrischer Wellen.

Die Versuche sind von Herrn Großmann im Physikalischen Institut der Universität Breslau ausgeführt worden; einige Resultate seiner im Druck befindlichen Dissertation mögen hier angeführt werden. Elektrische Wellen von der Länge 24, 34, 58 cm wurden von einem verstellbaren Hertzschen Erreger geliefert und durch einen Parabolspiegel annähernd parallel gemacht. Der Vektor der elektrischen Kraft lag horizontal. In den Strahlengang wurde dann der dielektrische Zylinder parallel dem elektrischen Vektor eingeschaltet; als Dielektrikum wurde Wasser ($\varepsilon = 81$) verwendet, das in ganz

1) Für $\mathfrak{J}_0(\pi_1)$ vermag ich dies nunmehr mit Sicherheit zu behaupten; dasselbe muß auch für Metalle an dieser Stelle gelten (vgl. § 8).

dünne Glasröhren eingefüllt war. Letztere waren im leeren Zustande ohne nachweisbaren Einfluß. Vor oder hinter dem Zylinder, in derselben Horizontalebene wie die Achse desselben, befand sich der Empfänger, ein Klemenčičsches Thermoelement von variabler Länge, das auf die genannten Wellenlängen abgestimmt wurde.

Bevor ich nun zur Mitteilung der Resultate übergehe, möchte ich noch auf einen Punkt aufmerksam machen. Es besteht nämlich ein Unterschied in den Voraussetzungen der Theorie und den Bedingungen des Experiments insofern, als die elektrischen Wellen, die von einem Hertzschen Erreger ausgesandt werden, gedämpft sind, während in der Rechnung ungedämpfte Wellen vorausgesetzt sind. Diese Tatsache bringt es mit sich, daß gewisse Abweichungen zwischen dem experimentellen und dem theoretischen Befunde eintreten müssen, auf die ich noch im einzelnen hinweisen werde. Zweitens aber spielt auch das Meßinstrument selbst eine störende Rolle, indem an demselben auch Beugungs- und „Reflexions"-Erscheinungen auftreten müssen, die sich dem zu messenden Felde überlagern. Insbesondere gilt dies, wenn das Meßinstrument in unmittelbarer Nähe des Zylinders sich befindet; es scheint, als ob dann direkt „Koppelungen" aufträten, wie sie z. B. aus der drahtlosen Telegraphie bekannt sind. In diesen Fällen zeigen sich zum Teil sehr starke Abweichungen zwischen Theorie und Experiment.

In den folgenden Figuren ist ein Teil des experimentellen Materials des Herrn Großmann wiedergegeben; ich kann mich auf einige erläuternde Bemerkungen beschränken.

Fig. 5 stellt die Interferenzen vor dem Zylinder dar ($\lambda = 24$ cm; $\varrho_{I} = 0{,}15$ cm; $\varrho_{II} = 0{,}30$ cm; $\varrho_{III} = 0{,}34$ cm; $\varrho_{IV} = 1{,}21$ cm); für denselben Fall sind die theoretischen Kurven in Fig. 2 wiedergegeben. Man erkennt deutlich die von der Theorie geforderte Verschiebung der Maxima und Minima; auch deren absolute Werte fallen mit den berechneten sehr gut zusammen. Endlich ist auch eine Asymmetrie der Interferenzen bezüglich der Ordinate 100 Prozent erkennbar, wie dies aus Gleichung (17) in der Tat folgt. Qualitativ werden auch die Intensitätsunterschiede wiedergegeben; doch zeigt sich hier der Einfluß der Dämpfung insofern, als die „Sichtbarkeit" der beobachteten Interferenzen (im Michelsonschen Sinne) viel schlechter ist als bei den berechneten. Das analoge Phänomen aus der Optik ist bekannt.

Fig. 6 stellt für die Wellenlänge $\lambda = 24$ cm die Verhältnisse hinter dem Zylinder dar; man sieht, daß die Abweichungen von der Theorie gering sind. $\varrho = 0{,}15$ cm gehört dem Typus I an, $\varrho = 0{,}3$ dem Typus III, die übrigen Kurven dem Typus II.

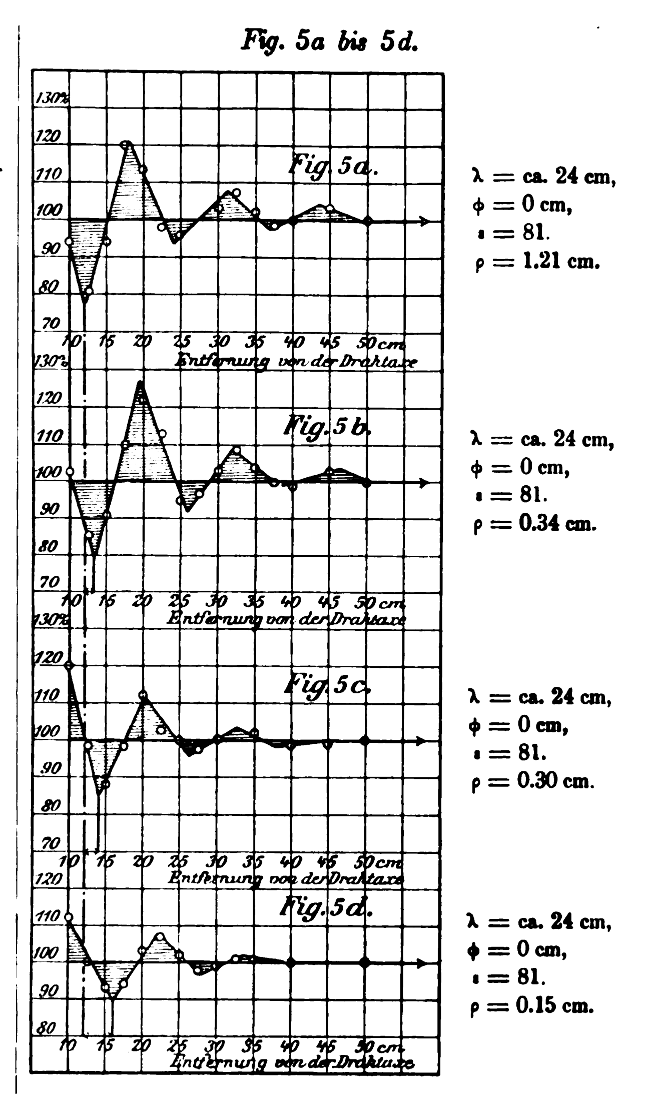


Fig. 5.

Dasselbe für die Wellenlänge 85 cm finden wir in den Fig. 7a bis 7f. Der Charakter sämtlicher Kurven wird vom Experiment überall richtig wiedergegeben; die Abweichungen sind

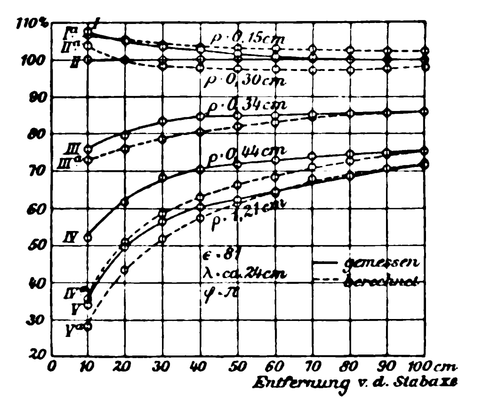
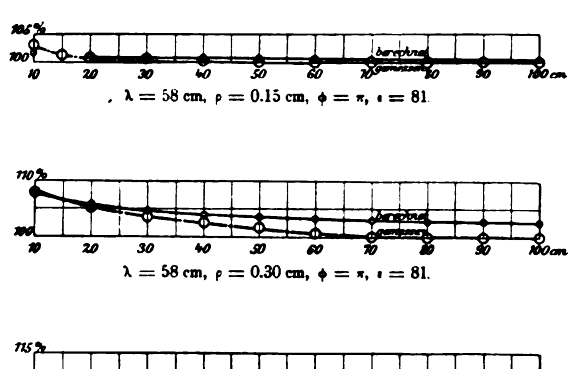
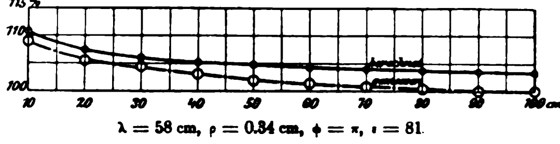


Fig. 6.

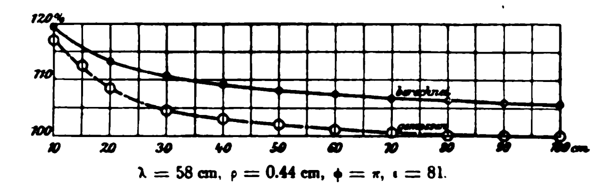


$\lambda = 58$ cm, $\rho = 0.15$ cm, $\phi = \pi$, $\varepsilon = 81$.

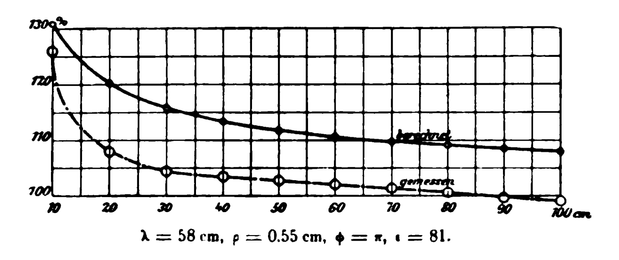
$\lambda = 58$ cm, $\rho = 0.30$ cm, $\phi = \pi$, $\varepsilon = 81$.



$\lambda = 58$ cm, $\rho = 0.34$ cm, $\phi = \pi$, $\varepsilon = 81$.



$\lambda = 58$ cm, $\rho = 0.44$ cm, $\phi = \pi$, $\varepsilon = 81$.



$\lambda = 58$ cm, $\rho = 0.55$ cm, $\phi = \pi$, $\varepsilon = 81$.

Fig. 7a—7e.

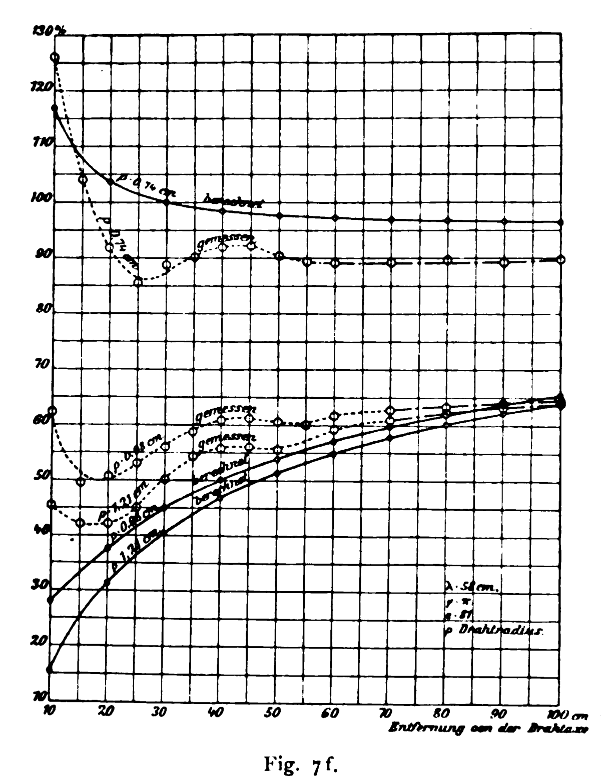


Fig. 7f.

um so größer, je dicker der Zylinder ist. In den Kurven $\varrho = 0{,}98$ cm und 1,21 cm haben wir auch ein Beispiel für die starken Abweichungen, die durch eine Koppelung hervorgebracht werden können [1]). Man erkennt, daß in der Nähe des Zylinders die beobachteten Kurven direkt falsch sind und sich erst in größerer Entfernung den berechneten gut anschließen.

Endlich ist noch für eine große Zahl von Werten ϱ (wobei $\lambda = 22$, 34, 58 cm) $\mathfrak{E}_1^2$ hinter dem Zylinder in einem Abstande $\varrho = 10$ cm gemessen worden; die so erhaltenen Werte sind neben die theoretischen Kurven der Fig. 4 eingetragen. Es sind dies die schwach gezeichneten bzw. punktierten Linien. Es ist ersichtlich, daß für kleines $\frac{\varrho}{\lambda}$ der charakteristische Verlauf der berechneten Kurven von der Beobachtung wiedergegeben wird, mit Ausnahme der Stellen des „periodischen" Schwankens. Dort zeigen die Kurven für 22 cm und 34 cm Wellenlänge lediglich einen etwas unregelmäßigen Verlauf; doch ist es Herrn Großmann und mir nicht gelungen, die „Periodizität" herauszubekommen. Als Grund dafür läßt sich folgendes anführen: Einmal ist die Beobachtung an dieser Stelle überhaupt sehr erschwert durch den Umstand, daß für die Wellenlänge 22 cm z. B. der steile Abfall sich in dem engen Intervall von 0,91 bis 0,93 cm Radius abspielt; es war aber fast unmöglich, unter den uns zur Verfügung stehenden käuflichen Glasrohren solche zu finden, deren Radius auf $^1/_{10}$ mm genau ist. Zweitens muß aber auch die Dämpfung der Wellen dahin wirken, gerade diese Stellen zu verflachen, aus dem nämlichen Grunde, wie auch die beobachteten Interferenzen der Fig. 6 gegen die berechneten in Fig. 2 stark abgeflacht sind. Immerhin bleibt es merkwürdig, daß kaum eine Andeutung in der beobachteten Kurve zu erkennen ist. Eine endgültige Klarstellung dieses Punktes ist erst von Messungen mit ungedämpften Wellen zu erwarten, die ich bald ausführen zu können hoffe.

Von diesem einen Punkt abgesehen, darf man aber wohl im übrigen die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment als gut bezeichnen.

1) Noch einfacher ist vielleicht die Vorstellung, daß in diesen letztgenannten Fällen eine erhebliche Reflexion am Thermoelement stattfindet, die dann natürlich Veranlassung zu stehenden Wellen geben müßte, wie es die Beobachtung zu zeigen scheint.

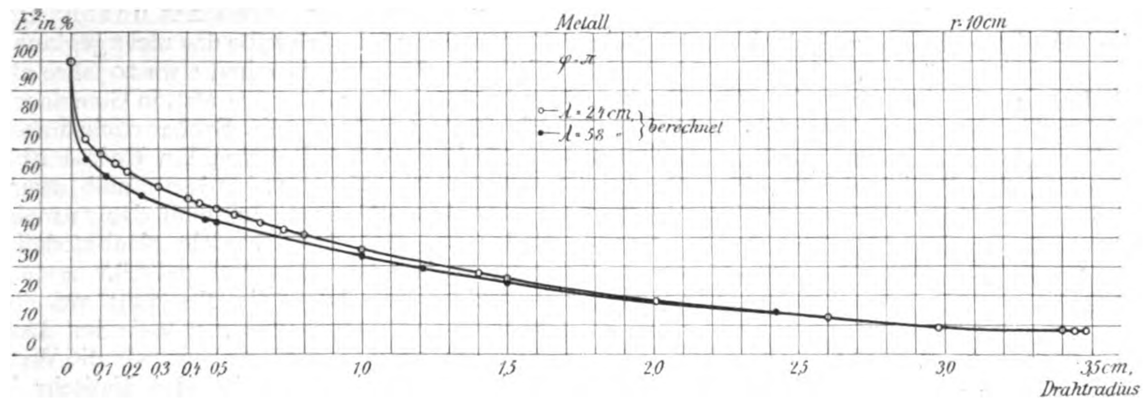


Fig. 8.

§ 8.

Zum Schluß möchte ich noch ganz kurz die Resultate von Theorie und Experiment für den metallischen Zylinder besprechen, für den wir — da wir mit elektrischen Wellen operieren — die Leitfähigkeit unbedenklich gleich unendlich annehmen dürfen.

Es zeigt sich nun, daß alle allgemeinen Formeln dieselben bleiben[1]), wenn man nur die Koeffizienten a_m statt durch Gleichung (10) durch die folgende definiert:

$$\frac{2 i^m}{a_m} = -\frac{K_m(\pi_1)}{\mathfrak{J}_m(\pi_1)} + \frac{i\pi}{2}. \qquad (22)$$

Man erkennt, daß diese Koeffizienten a_m eine viel einfachere Struktur besitzen, wie die gleichnamigen für den dielektrischen Zylinder. Darin ist es begründet, daß die Erscheinungen für den metallischen Zylinder bei weitem einfacher sind wie für den dielektrischen.

Eine genauere Diskussion nach Art der in § 5 enthaltenen hat folgendes ergeben:

Solange man das Verhältnis ϱ/λ nicht zu groß wählt — die numerische Berechnung ist bis zum Werte $^1/_8$ durchgeführt worden — treten in der Bezeichnungsweise des § 5 hinter dem Zylinder nur Kurven vom Typus II, d. h. stets Schattenwirkungen, auf.

Man erkennt dies am deutlichsten, wenn man Kurven nach Art derjenigen in Fig. 4 berechnet, d. h. als Abszissen die Radien ϱ und als Ordinaten $\mathfrak{E}^2$ z. B. in der Entfernung $r = 10$ cm hinter dem Zylinder aufträgt.

So ist Fig. 8 berechnet für die Wellenlängen 24 und 58 cm. Man erkennt, daß diese Kurven — ohne jede Singularität — durchaus unterhalb der Ordinate 100 Proz. verlaufen: Kurven vom Typus II!

Insbesondere hebe ich folgendes hervor: In (22) sind diejenigen Besselschen Funktionen, welche π_2 als Argument besitzen, fortgefallen; damit kommen in Fig. 8 natürlich auch die eigenartigen periodischen Schwankungen, die mit dem Nullwerden von $\mathfrak{J}_0(\pi_2)$ und $\mathfrak{J}_0'(\pi_2)$ verknüpft erscheinen, in Wegfall. Man darf aber erwarten — und die Rechnung bestätigt dies in der Tat —, diese periodischen Schwankungen wieder anzutreffen an den Stellen, wo $\mathfrak{J}_0(\pi_1)$ oder $\mathfrak{J}_0\left(\frac{2\pi\varrho}{\lambda}\right)$ verschwindet. Das geschieht zuerst für einen Wert $\pi_1 = \frac{2\pi\varrho}{\lambda} = 2{,}405$. Berechnet man daraus $\frac{\varrho}{\lambda}$, so ergibt sich dafür der Wert: 0,383, oder rund $^4/_{10}$. Für eine Wellenlänge von 24 cm entspricht das einem Werte $\varrho = 9{,}6$ oder rund 10 cm. Man müßte also schon sehr dicke Stäbe (deren Durchmesser mit der Wellenlänge vergleichbar wird) nehmen, um diesen Effekt zu erhalten. Die experimentelle Verifikation dieser letzteren Folgerung soll späteren Untersuchungen vorbehalten bleiben.

(Eingegangen 11. März 1909.)

Diskussion.

Rubens (Berlin): Unstreitig sind die von Herrn Schaefer erhaltenen Resultate sehr wichtig und interessant. Ich wollte mir die Frage erlauben, ob es vielleicht möglich wäre, diese Rechnung auch durchzuführen für den Fall mehrerer paralleler Zylinder, die in gleichen Abständen stehen, weil dieser Fall sich leicht experimentell behandeln läßt.

Schaefer: Ich habe mich mit dieser Frage sehr lange beschäftigt. Wenn man mehrere Zylinder nimmt von gegen die Wellenlänge λ sehr kleinem Radius ϱ, und wenn man ferner die Abstände der einzelnen Zylinder groß gegen die Wellenlänge macht, so bekommt man ein brauchbares Resultat für einen speziellen Fall des Beugungsgitters heraus, und zwar für ein nicht ebenes Gitter, was bisher wohl noch nicht gemacht ist. Ich habe diesen Fall privatim durchgerechnet, aber noch nicht veröffentlicht. Wenn man aber im Vergleich zur

1) Vgl. z. B. v. Ignatowsky, l. c.

Wellenlänge dicke Zylinder nimmt, so wird die Sache sehr kompliziert, und da habe ich kein Resultat erhalten können.

Rubens: Es sind da sehr stark hervortretende Einflüsse des Materials vorhanden. Es wäre sehr interessant, wenn es möglich wäre, die Sache durchzurechnen. Herr Schaefer scheint mir auf dem besten Wege dazu.

Schaefer: Ich muß Ihre Hoffnung leider herabstimmen. Herr Rubens denkt offenbar an folgenden Fall: Im Falle des Hertzschen Gitters ist $\frac{\varrho}{\lambda}\left(\frac{\text{Radius}}{\text{Wellenl.}}\right)$ klein. Dann übt das Gitter auf polarisierte elektromagnetische Strahlung eine Schirmwirkung aus, die man folgendermaßen beschreiben kann. Sind die Drahtachsen dem elektrischen Vektor parallel, so hat das Gitter praktisch die Durchlässigkeit 0; sind die beiden Richtungen gekreuzt, so hat man die Durchlässigkeit ∞. Das „Durchlässigkeitsverhältnis" $\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}$ ist also gleich null. Wenn man dagegen ein Metallgitter macht, wo ϱ groß ist gegen λ, so hat Du Bois zuerst gezeigt, daß hier das Durchlässigkeitsverhältnis $\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}$ einen Wert größer als λ annimmt, d. h. daß dieses Gitter sich in bezug auf Schirmwirkung genau umgekehrt verhält, wie ein Hertzsches Gitter. Diesen Effekt nenne ich „Du Bois-Effekt". Läßt man nun, bei konstantem Gitter, die benutzte Wellenlänge wachsen, bis das Verhältnis $\frac{\varrho}{\lambda}$ sehr klein geworden ist, so haben Rubens und Du Bois gezeigt, daß dann der Du Bois-Effekt in den Hertzschen übergeht, daß also bei gegebenem Gitter für ein bestimmtes λ ein „Inversionspunkt" eintritt. Nun kann man allerdings einen Inversionspunkt auch bei einem einzigen Drahte nachweisen. Diesen habe ich auch experimentell annähernd realisieren können. Aber leider habe ich mich überzeugen müssen, daß das mit Ihrem Effekt nichts zu tun hat. Denn in den Koeffizienten a_m der Reihe, die ich vorhin angeschrieben hatte, kommt immer nur der Quotient ϱ/λ vor; darin liegt also ein Ähnlichkeitsgesetz ausgedrückt (vgl. § 3 des Vortrages). Verdopple ich nämlich z. B. den Radius ϱ, so erhalte ich dieselben Werte von ϱ/λ, also der Koeffizienten a_m, indem ich auch λ verdopple. Dies gilt in Strenge allerdings nur für den dielektrischen und absolut leitenden Zylinder; aber auch für endliche Leitfähigkeit gilt ähnliches. Durch Vergrößerung der Gitterdimensionen muß man also den Inversionspunkt nach größeren Wellenlängen verschieben können. Bei Kupfer haben Sie nun den Inversionspunkt z. B. bei $3\,\mu$ und unabhängig von der Drahtstärke gefunden; er scheint also eine von den Gitterdimensionen unabhängige Konstante zu sein. Ich habe das nicht geglaubt — die Versuche waren ja schon etwa 20 Jahre alt — und habe ein Jahr daran gesetzt, in Gemeinschaft mit Dr. H. Schulz die Sache nachzumachen und habe das Resultat von Du Bois-Rubens genau bestätigt gefunden, und zwar in noch weiteren Grenzen. Ich muß also zu meinem Bedauern sagen, daß ich nicht glaube, daß auf diese Weise etwas zu machen ist[1]).

Seitz: Ich habe die Beugung an einem dünnen Draht berechnet, wobei der Durchmesser von derselben Größe war, wie die Wellenlänge und da wurde noch keine Umkehr konstatiert.

Schaefer: Das ist mir bekannt und Ihr Resultat war auch wohl zu erwarten.

1) Anmerkung bei der Korrektur: Inzwischen glaube ich jedoch eine Möglichkeit gefunden zu haben, den Inversionspunkt zu erklären, und zwar namentlich seine Unabhängigkeit von den Gitterdimensionen. Ich komme darauf bei anderer Gelegenheit zurück.

H. Lehmann (Jena), Über einen neuen Projektionsschirm mit metallischer Oberfläche für farbige und lichtschwache Bilder.

In den vor mehr als 30 Jahren hier in Cöln und in Düsseldorf gehaltenen Vorträgen über „Optisches in der Malerei" erörtert Helmholtz die Mittel, welche dem Maler zur Erzielung einer größtmöglichen Naturtreue seiner Gemälde zur Verfügung stehen.

Diese Untersuchungen haben die physikalischen und physiologischen Gesetze zum Gegenstand, welche die größten Künstler aller Zeiten bei der Wiedergabe der Formen, der Farben und der Helligkeitswerte, sowie in der Farbenharmonie, natürlich unbewußt, geleitet haben.

Freilich haben diese Gesetze nur bei einer bestimmten Voraussetzung unumschränkte Gültigkeit, welche Helmholtz in folgende Worte kleidet: „Die sinnliche Deutlichkeit ist durchaus kein niedriges oder untergeordnetes Moment bei den Wirkungen der Kunstwerke, mir hat sich ihre Wichtigkeit immer mehr aufgedrängt, je mehr ich den physiologischen Momenten in diesen Wirkungen nachgespürt habe."

Heutzutage allerdings verabscheuen geradezu gewisse Kunstrichtungen die sinnliche Deutlichkeit. Wenn nun auch die meisten Richtungen bei weitem nicht so radikal sind, so ist doch überall eine gleiche Tendenz zu bemerken.

Ganz zweifellos ist die Helmholtzsche Voraussetzung des Bestrebens nach sinnlicher Deutlichkeit im Sinne des allgemeinen Empfindens, und daher auch berechtigt, denn die Kunst soll der Allgemeinheit dienen.

In gewissen Beziehungen nun ist diese Vor-

aussetzung in sehr hohem Grade erfüllt bei denjenigen „Photographien in natürlichen Farben", welche nach den vollkommensten Methoden erzielt wurden.

Nun kann man allerdings die Photographie als „zwangläufiges Verfahren" niemals als ein reines Kunstwerk betrachten, da ihr das subjektive Moment des Künstlers vollkommen abgeht; wohl aber kann eine Photographie bei geeigneter Wahl des Motives und der Beleuchtung hohe künstlerische Qualitäten besitzen, so daß sie nicht nur ein reines Naturdokument darstellt.

In diesem Sinne ist man dazu berechtigt, die Photographie als eine ars pingendi zu bezeichnen; und da bei ihr die Helmholtzsche Voraussetzung der sinnlichen Deutlichkeit erfüllt wird, so kann man ferner ohne weiteres die Helmholtzschen Untersuchungen über die Formen, Farben und Helligkeitswerte an Gemälden auch auf die Farbenphotographie ausdehnen, welche Untersuchungen sich nicht nur auf die Wahl der Motive und der Beleuchtung, sondern auch auf die ganze Technik der Photographie zu erstrecken haben werden.

Es würde wohl zu weit führen, an dieser Stelle auf die einzelnen Punkte näher einzugehen. Nur einer, wie mir scheint, der wichtigsten Gegenstände, die Helligkeitsabstufung, soll hier kurz berührt werden.

Wenn oben gesagt wurde, die Farbenphotographie stellt ein Naturdokument dar, so ist das nur cum grano salis zu verstehen, d. h. zunächst nur in bezug auf die rohe Wiedergabe von Formen, Farben und Helligkeitsstufen. Es ist nämlich unmöglich, durch die Photographie absolute Naturtreue zu erzielen; wie sich aus einer Reihe von Untersuchungen ergeben hat, verhält sich die photographische Platte gegenüber der Wirkung von Farben- und namentlich Helligkeitswerten ganz ähnlich wie die Netzhaut des menschlichen Auges. Diese Wirkungen sind nämlich jenen Werten nicht einfach proportional, sondern eine unter Umständen sogar recht komplizierte Funktion derselben.

Wären die Wirkungen den absoluten Werten genau proportional, so würde jedes Photogramm in der Tat ein absolutes Naturdokument sein, und der Erfolg wäre der, daß das Farbenphotogramm jedem Menschen, seien seine Augen auch noch so abnormal, genau die Wirklichkeit vortäuschen müßte. Ebenso einfach läge das Problem, wenn jede photographische Platte sich absolut genau so wie die Netzhaut irgendeines Menschen verhalten würde. Alsdann würde das Farbenphotogramm in jedem Falle mit einem technisch sehr vollkommenen Gemälde identisch sein, welches als von jenem Menschen hergestellt gedacht werden könnte, dessen Netzhaut eben der jeweils benutzten photographischen Platte in dem Verhalten dem Licht gegenüber vollkommen gleichen würde. Man kann übrigens sehr im Zweifel sein, welcher von den beiden hypothetischen Fällen als das ideale Ziel der Farbenphotographie hinzustellen ist.

In Wirklichkeit findet aber weder der eine noch der andere Fall statt, sondern die photographische Platte zeichnet wohl individuell, aber in einer von der menschlichen Gesichtsempfindung abweichenden Weise, nähert sich also mehr dem zweiten Fall.

Diese Abweichungen nun sind, so klein sie für sich betrachtet erscheinen, für die Erzielung kunstgerechter Photographien von allergrößter Bedeutung: die Kunst des Photographen besteht darin, diese Abweichungen, welche zwischen dem Empfindungsverlauf der photographischen Platte und demjenigen der Netzhaut bestehen, auf ein Minimum zu reduzieren.

Besonders wichtig ist die Erfüllung dieser Forderung zur Erzielung der richtigen Helligkeitsstufen; Helmholtz sagt hierüber: „Zur vollendeten künstlerischen Malerei kommt es erst, wenn nicht mehr die Körperfarben, sondern wenn die Lichtwirkung auf das Auge nachzuahmen gelungen ist, und nur indem wir den Zweck der malerischen Darstellung in dieser Weise auffassen, wird es möglich, die Abweichungen zu verstehen, welche die Künstler in der Wahl ihrer Farben- und Helligkeitsskala der Natur gegenüber haben eintreten lassen.

Diese Abweichungen sind dadurch zunächst bedingt, daß das Fechnersche Gesetz nur für mittlere Helligkeiten gilt. An beiden Grenzen zeigt sich das Auge weniger empfindlich für Lichtunterschiede, als es nach jenem Gesetze sein sollte. Daraus folgt ein für die Malerei höchst charakteristischer Unterschied zwischen dem Eindruck sehr starker und sehr schwacher Beleuchtung: wollen die Maler glühenden Sonnenschein darstellen, so machen sie alle Objekte fast gleich hell; wollen sie dagegen Mondschein darstellen, so geben sie nur die allerhellsten Objekte hell an, namentlich die Reflexe an glänzenden Flächen, und halten alles andere fast unerkennbar dunkel. . . ."

In zwar nicht gleicher, aber ganz ähnlicher Weise ist auch die photographische Platte zu zeichnen imstande, welche Eigenschaft man aus dem Verlauf der „Gradation" der Platte ersehen kann. Will man z. B. eine Landschaft bei Mondschein darstellen, so nimmt man die Gegend bei vollem Tageslicht, aber mit sehr starker Unterbelichtung auf. Man erreicht so tatsächlich eine Helligkeitsabstufung auf dem Bilde, die derjenigen täuschend ähnlich ist, wie sie das Auge bei Mondbeleuchtung empfindet. Auf diese Weise sind schon die wunderbarsten

Stimmungsaufnahmen erzielt worden. Besonders groß ist die Illusion dann, wenn bewegte Gewässer mit zur Darstellung kommen.

„Zugleich aber werden die genannten Abweichungen von der Natur deshalb nötig, weil die verfügbare Helligkeitsskala der Körperfarben wesentlich geringer ist, als sie die Natur zeigt, und weil die Gemälde in der mittleren Helligkeit eines mäßig beleuchteten Zimmers gesehen werden, für welche das Fechnersche Gesetz gilt."

Ganz genau dasselbe kann man auch von der Farbenphotographie sagen.

„Die große künstlerische Wirksamkeit guter Gemälde zeigt also, wie der Hauptnachdruck in der Nachahmung auf die Abstufung der Helligkeitsunterschiede fällt, nicht auf die absoluten Helligkeiten."

Auf weitere für die Helligkeitsabstufungen in Betracht kommenden Gesetze, wie z. B. das Purkinjesche Phänomen für Netzhaut und photographische Platte, können wir hier nicht eingehen.

Wir wollen nun hier diese Betrachtungen nur auf eines der besten und am weitesten verbreiteten Verfahren der Farbenphotographie anwenden: auf Lumières „Autochrom"-Platte. Ich setze hier Lumières Methode als bekannt voraus. Alsdann wird man leicht einsehen, daß bei der Betrachtung einer solchen Farbenphotographie im durchfallenden weißen Licht wegen der Absorption der gefärbten Stärkekörnchen und der räumlichen Verteilung derselben selbst in den stärksten weißen Lichtern schon theoretisch nur ein Drittel des auffallenden Lichtes ins Auge gelangt; in Wirklichkeit ist der Prozentsatz wegen der Trübung der Stärkekörnchen und der über das theoretische Maß hinausgehenden Absorption wesentlich kleiner, ungefähr ein Zehntel.

Es wird also hierdurch die gesamte Helligkeitsskala des Bildes etwa auf den zehnten Teil des Wertes herabgedrückt, welchen unsere normale Umgebung zeigt.

Die Folge hiervon ist aber nicht etwa nur ein allgemeines Dunklerwerden des gesamten Bildes, sondern es werden damit auch die Helligkeitsstufen wesentlich verschoben, die zarten Abstufungen in den Schatten verschwinden vollkommen usw., d. h. das Bild erscheint nicht mehr richtig. Man beseitigt nun diesen Mißstand der Autochromplatte bekanntlich dadurch, daß man sie bei der Betrachtung gegen den hellen Himmel hält und das seitliche helle Licht gut abblendet; oder bequemer verwendet man einfache Betrachtungsapparate, welche denselben Zweck erfüllen.

Man hat es also durch Anwendung dieses Mittels ganz in der Hand (eventuell noch unter Vorschaltung mehr oder weniger durchlässiger Mattgläser), die Helligkeitsskala des (natürlich richtig belichteten und entwickelten) Farbenphotogrammes um denjenigen Betrag nach oben zu verschieben, der zur Erzielung der für das menschliche Auge richtig erscheinenden Helligkeitsabstufungen nötig ist. Im allgemeinen wird das natürlich eine Helligkeitsstufe sein, für welche das Fechnersche Gesetz noch merklich gilt. Man bringt also das Bild möglichst auf eine solche Helligkeitsstufe, wie sie bei der Aufnahme geherrscht hat.

Viel schwieriger läßt sich diese Forderung für die Projektion der Autochromplatte realisieren, denn hier ist in den meisten Fällen die Stärke der Lichtquelle und die Vergrößerung des Bildes gegeben. Kommt z. B. eine Vergrößerung in Betracht, bei welcher auf dem weißen Schirm in den Lichtern gewöhnlicher Diapositive eine gerade noch normale Helligkeit herrscht (wofür nach hygienischen Grundsätzen eine Beleuchtungsstärke von 50 Hefner-Meter-Kerzen gelten sollte), so müßte man bei Verwendung von Autochromplatten entweder die Stärke der Lichtquelle verzehnfachen oder man müßte die Vergrößerung zehnmal kleiner nehmen, um eine Helligkeitsstufe zu erreichen, bei welcher das Fechnersche Gesetz wieder gilt, und um damit die richtigen Helligkeitsabstufungen zu erzielen.

Man kann aber dasselbe Ziel noch auf einem dritten Wege erreichen: nämlich durch Erhöhung der Reflexionskraft des Projektionsschirmes.

Die gebräuchlichsten Substanzen für derartige Schirme sind weiße Leinwand (Schirting usw.), weißes Papier, Gipswände oder Flächen mit irgendeinem mattweißen Anstrich, der meist Magnesia usta enthält. Die Reflexionskraft, oder besser gesagt die Flächenhelle, differiert für diese weißen Körper nur um wenige Prozente. Wenn man jedoch die metallische Reflexion zu Hilfe nimmt, so erhält man Flächenhelligkeiten, welche diejenigen obiger Substanzen um das Vielfache übersteigen können.

Es leuchtet wohl ohne weiteres ein, daß hierbei nur diffus reflektierende metallische Flächen in Betracht kommen können, denn auf einer regelmäßig spiegelnden planen Fläche kann man kein reelles Bild auffangen, sondern man erblickt in ihr nur das sehr helle virtuelle Bild der Lichtquelle.

Die Idee, metallische Reflexion bei Auffangschirmen zu verwenden, ist übrigens nicht neu: sie wurde bereits 1891 in Amerika einem gewissen Anderton patentamtlich geschützt; doch ist dieses Patent später gelöscht worden. Von einer weitergehenden Ausführung dieses Patentes ist nichts bekannt geworden.

Der Grund hierfür liegt wohl hauptsächlich darin, daß man in der Verwendung metallischer Schirme bei der Vorführung gewöhnlicher Dia-

positive, die damals wohl hauptsächlich nur in Betracht kamen, mit Recht keinen wesentlichen Vorteil erblickte. Für die normalen Vergrößerungen gewöhnlicher Diapositive reichten eben die vorhandenen Lichtquellen vollkommen aus.

Seitdem aber die Kinematographie eine weitgehende Anwendung gefunden hat, machen sich Bestrebungen nach einer Erhöhung der Flächenhelligkeit des Auffangschirmes, die ja bei der hier in Betracht kommenden sehr starken Vergrößerung (bis 300fach) wünschenswert erscheint, wieder bemerkbar, was man aus mehreren seit dem letztvergangenen Jahre bekannt gewordenen Gebrauchsmusteranmeldungen ersehen kann.

Aber schon vorher hatte ich derartige Schirme zur Vorführung von Farbenphotographien angewendet, wobei ich die oben dargelegten Helmholtzschen Prinzipien im Auge hatte.

Wir wollen hier kurz die Eigenschaften solcher metallischen Auffangschirme betrachten.

Die Herstellung von diffus reflektierenden Metallflächen kann in sehr verschiedener Weise erfolgen. Sehr brauchbare Flächen erhält man z. B. durch Versilbern der mattierten Seite einer Glasplatte. Doch kommen derartige Schirme für die Ausführung in größerem Maßstabe nicht in Betracht. Hierfür ist das einfachste das Überziehen der Fläche mit glänzendem Metallpulver, welches im Handel unter dem Namen Bronzefarbe käuflich ist. Als das geeignetste der neutralen Farbe und vor allem der großen Haltbarkeit wegen steht das Aluminiumpulver hier an erster Stelle.

Von großer Bedeutung für die Wirksamkeit der Schirme ist die Art des Aufbringens des Metallpulvers. Dieses Pulver besteht nämlich aus kleinen sehr dünnen Blättchen. Wenn man nun das Metallpulver in einem gebräuchlichen Bindemittel, wie Lösungen von Gummi, Zelluloid usw., emulsioniert, oder besser gesagt suspendiert, so werden die einzelnen Blättchen darin eine sehr verschiedene Lage annehmen; ein größerer Prozentsatz wird sogar mit seiner größten Ausdehnung senkrecht oder nahezu senkrecht zur Schirmfläche stehen. Die Wirkungsweise der Metallblättchen ist nun die kleiner Elementarspiegel, etwa derart, daß jedes auf den Schirm treffende dünne Strahlenbündel durch die in seinem Querschnitt befindlichen verschieden gelagerten Blättchen nach allen Richtungen hin gespiegelt wird, wobei natürlich infolge der geringen Größe der Elemente die Beugung des Lichtes eine hervorragende Rolle spielt. Durch sie kommt erst die Erscheinung der Stetigkeit und des Zusammenhanges am projizierten Bilde zustande.

Hieraus geht hervor, daß die Wirkung aller oben erwähnten mehr oder weniger auf der Kante stehenden Blättchen nahezu ganz ausgeschaltet ist. Ich halte es daher für besser, das Pulver in einer anderen Weise aufzutragen, wobei keine so großen Lageunterschiede auftreten können. Als solche kommt das „trockene Verfahren" in Betracht. Hierbei läßt man das auf die Schirmfläche aufgetragene Bindemittel bis zu einer bestimmten Viskosität eintrocknen und trägt dann das Metallpulver auf. Derartig präparierte Flächen erscheinen ganz bedeutend heller als die nach der Emulsionsmethode behandelten, wie aus den weiter unten beschriebenen Helligkeitsmessungen hervorgeht.

Es muß hier noch kurz auf eine andere Eigenschaft diffus reflektierender Flächen eingangen werden: nämlich auf ihre Abweichung vom Lambertschen Gesetz. Nach diesem müßte jede vollkommen diffus reflektierende (gleichmäßig beleuchtete) Fläche aus allen Richtungen gleich hell erscheinen. Die oben genannten, gewöhnlich für Schirme verwendeten Substanzen, wie z. B. Leinwand, Gips usw., zeigen eine nur geringe, praktisch bedeutungslose Abweichung von Lamberts Gesetz, welche meist im Sinne des gewöhnlichen Reflexionsgesetzes, bei gesiebtem Gips und Magnesia zum Beispiel, gegen das Gesetz erfolgt.

Bei diffus reflektierenden Metallflächen dagegen sind die Abweichungen merklich und bedeutend größer. Es ist das der einzige Nachteil der Metallschirme, daß sie bei stark seitlicher Betrachtung in ihrer gewünschten Wirkung verlieren.

Hier ist aber zu bemerken, daß eine stark seitliche Betrachtung eines projizierten Bildes gegen die Gesetze der Perspektive verstößt. Die Plätze sollten möglichst so angeordnet werden, daß das perspektivische Zentrum in die Mitte der vorderen Beobachterreihen fällt. Jede seitliche Entfernung von diesem Punkte bringt eine zunächst unmerkliche Verzerrung des Bildes mit sich, die aber mit dem Wachsen der Neigung immer störender wird. Daraus geht hervor, daß der Auffangschirm von der ersten Reihe der Beobachter eine beträchtliche Entfernung haben soll, und daß ferner amphitheatralische Projektionsräume ihren Zweck sehr schlecht erfüllen; schmale und langgestreckte Räume sind am geeignetsten.

Unter Berücksichtigung dieser Punkte ist es möglich, die Metallschirme so einzurichten, daß sie ihren Zweck auch bei den aus Gründen der Perspektive noch zulässigen Neigungen vollkommen erfüllen, nämlich heller als gewöhnliche Schirme zu erscheinen.

Durch geeignete Wahl des Profiles der Unterlage, auf welche das Metallpulver aufgetragen wird, kann man leicht eine wesentlich größere Zerstreuung des Lichtes nach den Seiten hin erreichen, jedoch auf Kosten der Helligkeit in der Mitte des Raumes. Doch beträgt ihr Wert

hier immer noch das Vielfache der Helligkeit gewöhnlicher Schirme. Allerdings gilt das nur für das „trockene Verfahren", nicht für das Emulsionsverfahren.

Bei Verwendung von glatten Flächen erhält man also große Helligkeit in der Mitte des Raumes, die nach den Seiten schnell abfällt. Rauhe Stoffe, wie z. B. Leinwand, besitzen ein schon recht geeignetes Profil. Noch bessere Resultate kann man erreichen, wenn man künstlich kleine Erhebungen anbringt, wie z. B. aneinanderstoßende Kugelkalotten, Pyramiden usw., oder einfache Furchen mit geeignetem Querschnitt, der etwa ein Dreieck oder einen Teil eines Polygons oder schließlich eine stetige Wellenlinie bildet. Letztere Form zeigen die vom Zeiß-Werk in Jena hergestellten „geriefelten" Schirme. Wie aus den unten gezeichneten Kurven (Fig. 1) hervorgeht, besitzt dieser Schirm eine sehr gleichmäßige Helligkeit innerhalb eines beträchtlichen Winkels.

Es mag noch hervorgehoben werden, daß man je nach Wahl des Furchenquerschnittes die Helligkeitsverteilung im Raum bis zu einem gewissen Grade beliebig regeln kann; man kann z. B. zwei oder mehrere Maxima zu beiden Seiten der einfallenden Strahlen erzeugen oder das Hauptmaximum nur auf eine Seite bringen usw., da natürlich das Hauptmaximum bei diffus reflektierenden Metallflächen dem Reflektionsgesetz folgt.

Zum Schluß will ich noch kurz über die photometrischen Untersuchungen von Projektionsschirmen berichten. Die Versuchsanordnung war folgende: Ein Webersches Photometer, das mit einem Photometerwürfel nach Lummer-Brodhun ausgerüstet war, wurde am Ende einer 1 m langen Alhidade befestigt, die sich über einen in 16 Teile geteilten Quadranten bewegte. Über dem Drehungspunkte wurde die zu untersuchende Fläche senkrecht aufgestellt. Die Beleuchtung der Fläche geschah

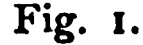


Fig. 1.

durch eine bei einer Spannung von 110 Volt normal brennenden 1-Ampere-Nernst-Lampe, die aber durch Abgleichen mittels eines Regulierwiderstandes mit einer so geringen Spannung beansprucht wurde, bis die Farbe ihres Lichtes der der Photometerlampe für das Auge nahezu gleich war. Die Nernstlampe wurde natürlich durch eine sonst nicht weiter beanspruchte Akkumulatorenbatterie gespeist. Um eine intensive gleichmäßige Beleuchtung zu haben, wurde das Licht der Nernstlampe durch einen zentralen Ausschnitt in einer Kondensorlinse und durch ein Objektiv unmittelbar über das Photometer hinweg auf die zu untersuchende Fläche projiziert. Letztere wurde mittels eines Planspiegels so justiert, daß in der 0-Stellung der Alhidade der Einfalls- und der Beobachtungswinkel nur etwa $2^1/_2{}^0$ betrugen. Es konnte also das reguläre Maximum der Reflexion gemessen werden. Weitere Einstellungen wurden dann in Intervallen von je $5{,}625^0$ bis $78{,}75^0$ gemacht. Hierbei wurden also die relativen Flächenhelligkeiten für senkrechten Einfall gemessen, und zwar bezogen auf den dem Photometer beigegebenen weißen Papierschirm.

Als Versuchsmaterial kamen zunächst die für Projektionsschirme gewöhnlich verwendeten Substanzen in Betracht. Da sich jedoch diese diffus reflektierenden weißen Flächen vom Photometerschirm nur wenig unterscheiden, soll von einer Mitteilung dieser Messungen hier abgesehen werden.

Wie bereits erwähnt, kommen an Metallflächen für die Praxis hauptsächlich mit Aluminiumpulver belegte Flächen in Betracht. Untenstehende Kurven (Fig. 1) gestatten einen direkten Vergleich der Wirkung verschiedener Präparate mit gewöhnlichen Schirmen. Es sind hier als Abszissen die Betrachtungs- oder Emanationswinkel, als Ordinaten die Flächenhelligkeiten aufgetragen. Zunächst ersieht man hieraus, daß die maximalen Helligkeiten sehr verschieden ausfallen; ferner ist ebenso der „nutzbare Streuungswinkel", d. h. der Winkel, unter welchem die Metallfläche gleich hell erscheint wie ein gewöhnlicher Schirm unter gleichem Winkel, sehr verschieden, und schließlich erkennt man, daß der Verlauf der Kurven innerhalb des nutzbaren Streuungswinkels je nach dem Präparat mehr oder weniger flach ausfällt. Folgende Tabelle enthält die relativen maximalen Helligkeiten H und die nutzbaren Streuungswinkel W für die untersuchten Präparate.

Präparat	H	W
1. Gewöhnliches weißes Papier	1,0	—
2. Glatter Aluminiumschirm } von C. Zeiß-Jena	13,8	48⁰
3. Schirting- „ } von C. Zeiß-Jena	7,8	61⁰
4. Geriefelter „ } von C. Zeiß-Jena	3,4	84⁰
5. Liesegangs Totalreflexmasse (Aluminium in Zelluloid)	3,4	71⁰
6. Aluminiumpulver auf Gummistoff der Gummifabrik Harburg-Wien	2,9	56⁰
7. Gröberes Mattglas, Mattseite versilbert . .	1,6	96⁰

Die versilberte Mattscheibe hat aus den oben erwähnten Gründen keine praktische Bedeutung; sie soll nur als Beispiel dafür dienen, daß die Herstellung von diffus reflektierenden Metallflächen mit sehr flachen Helligkeitskurven möglich ist. Eine solche Fläche erscheint dem Auge selbst bei gewöhnlicher Beleuchtung fast genau so wie eine sehr weiße

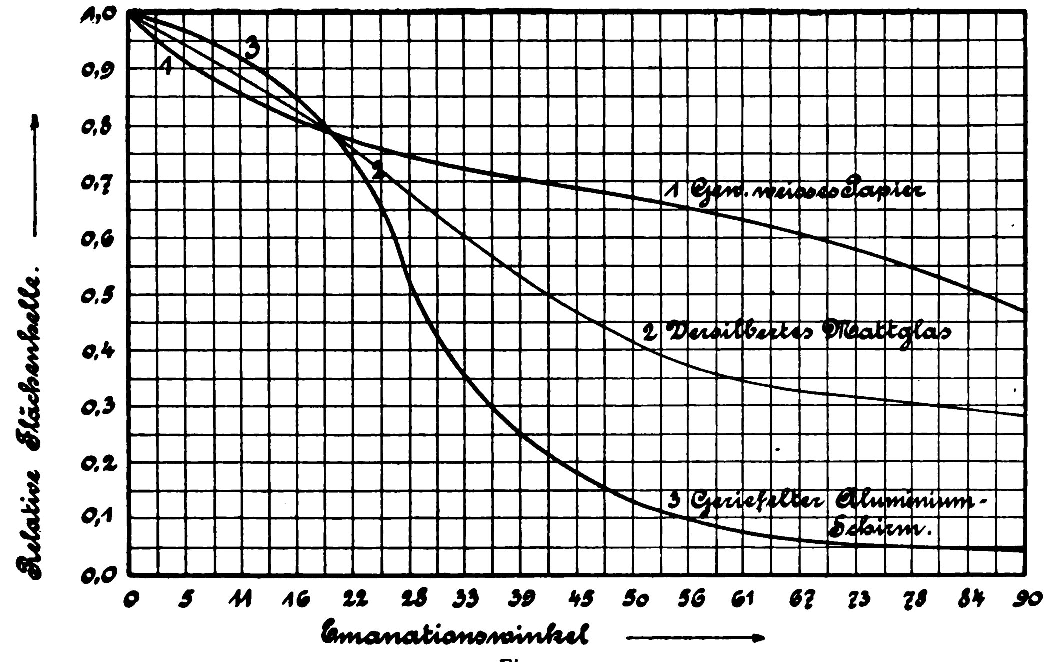


Fig. 2.

Papierfläche. Doch ist die maximale Helligkeit nicht hoch genug, um derartige Flächen mit erheblichem Vorteil zu Projektionsflächen benutzen zu können. Mattscheiben mit feinem Korn geben wieder zu spitze Maxima.

Wie ferner wohl einleuchtet, sind diejenigen Flächen besonders brauchbar, die neben großer maximaler Helligkeit auch eine ziemlich konstante Helligkeit innerhalb eines größeren Winkels besitzen. Es ist dies der Fall bei dem „geriefelten Aluminiumschirm" von C. Zeiß, wie aus umstehenden, in gleichem Maßstabe gezeichneten Kurven in Fig. 2 von Papier und diesem Metallschirm hervorgeht. Der flache Verlauf erstreckt sich bis zu einem Streuungswinkel von etwa 45^0.

Über die Verwendung der Metallschirme ist noch folgendes zu bemerken:

Den „glatten Aluminiumschirm" wird man mit großem Vorteil für lichtschwache Mikroprojektionen anwenden, ferner für Projektionen lichtschwacher physikalischer Erscheinungen, wie z. B. von Polarisationsphänomenen, besonders von Spektren usw. Letztere erscheinen mit außerordentlicher Farbenpracht, wobei selbst das dunkle Blau und das noch dunklere Violett leuchtend hervortreten, welche Farben auf dem gewöhnlichen Schirm bei stärkerer Vergrößerung nur schwer oder gar nicht zu erkennen sind. Da dieser Schirm etwa zwölfmal heller ist als der gewöhnliche Schirm, so erscheinen auf ihm Einzelheiten, die das Auge sonst überhaupt nicht wahrnehmen könnte. Dem Übelstande des geringen Streuungswinkels kann man wirksam dadurch begegnen, daß man den Schirm um eine vertikale Achse drehbar aufstellt, um so den einzelnen Beobachtungsgruppen, falls diese in amphitheatralischer Anordnung sitzen, durch eine geringe Drehung des Schirmes das Hauptmaximum zuwerfen zu können.

Für die Projektion von ausgedehnteren Bildern dagegen, welche eine Drehung des Schirmes nicht gestatten würden, verwendet man besser den Schirting-Aluminiumschirm, oder wenn man einen möglichst großen Streuungswinkel wünscht, den „geriefelten" Schirm. Die Furchen dieses Schirmes verschwinden dem Auge schon in geringer Entfernung, und in der Nähe erscheint namentlich das farbige Bild wie ein Gobelin. Überhaupt soll man nur dann zu diesen Metallschirmen greifen, wenn die Beleuchtungsstärke wirklich nicht ausreicht, also wesentlich unter 50 Hefner-Meter-Kerzen liegt. Das wird im allgemeinen immer eintreffen bei der „episkopischen" Projektion (von opaken Gegenständen, wie z. B. Druckschriften, von flachen Gegenständen, wie Schmetterlingen, Reliefs usw.). Man wird hierbei die Vergrößerung wesentlich steigern können. Ferner gilt dasselbe für die Projektion von Farbenphotographien, besonders von Lumières Autochromplatten. Und hier wieder ist der Vorteil ein ganz außerordentlich großer bei Aufnahmen, die bei vollem Sonnenschein hergestellt wurden. Denn hier ist das Intervall der Helligkeitsskala in der Natur ein sehr großes, auf der Autochromplatte aber ein viel kleineres, das nun erst durch den neuen Projektionsschirm dem Auge in einer der Wirklichkeit sehr nahe kommenden Ausdehnung erscheint.

Mit einer Verbesserung der Helligkeitswerte tritt natürlich zugleich auch eine solche der Farbenwerte ein, was durch das Purkinjesche Phänomen bedingt ist, falls der verwendeten Methode die richtige Wahl der Farben zugrunde liegt.

Jena, im Februar 1909.

(Eingegangen 25. Februar 1909.)

Diskussion (außerordentlich unverständlich wegen der überaus schlechten Akustik in der Aula).

Liesegang: Ich möchte darauf hinweisen, daß derartige Versuche mit Metallschirmen auch von anderer Seite gemacht sind. So von der Firma .... (unverständlich). Sie hatte in der Kinematographenausstellung in Hamburg in diesem Jahre einen solchen Schirm aufgestellt, der sehr bewundert wurde.

Die Firma Liesegang in Düsseldorf hat systematisch Versuche mit verschiedenen Mischungen als Bindemittel angestellt, wie Gummi, Harz, Wachs, Zelluloid, Kollodium und Mischungen daraus. Wer sich dafür interessiert, kann einen Schirm, der mit den verschiedenen Präparaten bestrichen ist, auf der Ausstellung im Stande der Firma Liesegang sehen. Sie werden finden, daß Zelluloid außerordentlich wirksam ist. Ich möchte auch bestätigen, daß die Projektion auf den Metallschirmen sehr vorteilhaft für lichtschwache Bilder ist.

Lehmann: Bei der gedrängten Darstellung war mir ein genaueres Eingehen auf die von Ihnen erwähnten Punkte unmöglich. Derartige Schirme sind aber schon seit 1891 bekannt, nicht erst seit einigen Jahren, wie Herr Liesegang sagt.

von Oettingen: Ich möchte mir eine Frage erlauben; Sie sprachen von der additiven und subtraktiven Methode. Ich meine, hier kann man bei der Farbenphotographie doch nur von der additiven Methode sprechen, mit der subtraktiven Methode kann man doch solche Wirkungen nicht erreichen. Oder bin ich da im Irrtum?

Wiener: Ja gewiß, es ist mit der subtrak-



tiven Methode geradeso gut möglich. Im Buchdruck hat man es noch nicht erreicht, aber in der Durchsicht kommt man zu ebenso guten Resultaten, wie auf dem anderen Wege. Es ist schwieriger, aber es geht. Sie brauchen sich nur in Leipzig von Herrn Dr. Dahms nach dem subtraktiven Verfahren hergestellte Bilder zeigen zu lassen.

von Oettingen: Blau und gelb wird subtraktiv doch immer grün geben, nicht weiß.

Wiener: Jawohl. — Es ist ein dem additiven Verfahren komplementäres Verfahren.

von Oettingen: Also ein anderes Verfahren auch beim Druck?

Wiener: Ja, man muß alles komplementär nehmen, dann geht es.

BESPRECHUNGEN.

L. Pfaundler, Physikalische Wandtafeln. I. Serie (12 Tafeln.) Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1908. In Mappe M. 12.—, einzeln M. 1.50

Die vorliegende Serie von 12 Tafeln betrifft hauptsächlich die allgemeinen Eigenschaften der Stoffe, insbesondere der Gase und Dämpfe. Die Tafeln eignen sich, wie der Referent persönlich in seiner Vorlesung erprobt hat, vorzüglich als Demonstrationsmaterial, so daß eine Vervollständigung der Serie nur wünschenswert sein würde. E. Bose.

J. Brode, Elemente der physikalischen Chemie. (Bibliothek der gesamten Technik. 30. Band.) 8. IV u. 148 S. mit 15 Abbildungen. Hannover, Dr. Max Jänecke. 1908. M. 2.20, gebunden M. 2.60

In diesem Bändchen der Jäneckeschen Sammlung werden die Grundbegriffe der physikalischen Chemie in sachlicher und klarer Weise, durch moderne Beispiele veranschaulicht, vorgetragen.

Einige Druckfehler und kleine sachliche Unrichtigkeiten mögen erwähnt sein. Auf Seite 4 muß es „Hypochlorit" statt „Hypochlorid" heißen; ebenda ist das Gesetz der Verbindungsgewichte unklar ausgedrückt. Seite 17 steht Hartmann statt Horstmann; auf Seite 24 fehlt bei Figur 1 der Hoffmannschen Dampfdichtebestimmung das Hg im Rohr; Seite 27 steht „dekatischen" statt „dekadischen"; auf Seite 39 ist die Diskussion der Formel $\frac{[AB][C]}{[AC][B]} = K$ unrichtig; Seite 91 sind die Indizes von A groß gedruckt; Seite 100 steht 10^{-2} statt 10^{+2}; Seite 102 Füllungsprozeß statt Fällungsprozeß; Seite 109 $F = 26580$ Coulomb statt 96580; Seite 122 und 123 fehlen bei den Zitaten die Autoren; Seite 133 muß es heißen: und da T gleich Null, auch $A - U = 0$; Seite 138 steht RTK statt $RT \ln K$.

Das Büchlein, das auch die Elemente der chemischen Thermodynamik berücksichtigt, kann als gediegen empfohlen werden.

K. Jellinek.

Ludwig David, Ratgeber für Anfänger im Photographieren. Leicht faßliches Lehrbuch für Amateurphotographen. 42. bis 44. neu bearbeitete Auflage. gr. 8. VIII u. 236 S. mit 96 Textbildern und 24 Bildertafeln. Halle a. S., W. Knapp. 1908. M. 1.50

C. Pizzighelli, Anleitung zur Photographie. Dreizehnte vermehrte und verbesserte Auflage. gr. 8. VIII u. 474 S. mit 255 in den Text gedruckten Abbildungen u. 27 Tafeln. Halle a. S., W. Knapp. 1908. M. 4.50

Beide Lehrbücher sind in den Kreisen der Amateurphotographen sehr beliebt, da sie zweckentsprechend geschrieben sind. Sie bedürfen wohl keiner weiteren Empfehlung.

Riesenfeld.

Clemens Schaefer, Einführung in die Maxwellsche Theorie der Elektrizität und des Magnetismus. (Mathemátisch-Physikalische Schriften für Ingenieure und Studierende, herausgegeben von E. Jahnke. Bd. 3.) 8. VIII u. 174 S. Mit einem Bildnis J. C. Maxwells und 32 Textfiguren. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner. 1908. M. 3,40

An ausgezeichneten Lehrbüchern über die Maxwellsche Theorie, auch an deutschsprachigen, fehlt es keineswegs. Wenn der Verfasser trotzdem es unternommen hat, ihnen ein weiteres hinzuzufügen, so geschah es aus der Erwägung heraus, daß „ein Buch, welches eine möglichst einfache Einführung in die Grundlagen gibt, nicht überflüssig ist". Die Notwendigkeit, das Buch möglichst einfach zu gestalten, ergab sich schon daraus, daß es zur Einführung für Ingenieure und Studierende dienen sollte, daß also nicht mit dem schweren Rüstzeug gerechnet werden durfte, das dem Physiker von Fach zu Gebote steht. Hören wir, auf welchem Wege der Verfasser sein Ziel erstrebt hat: „Die zum Verständnis notwendigen mathematischen Vorkenntnisse sind auf ein Minimum reduziert. So habe ich auf die Benutzung der Symbole der Vektoranalysis verzichtet, weil ich deren Kenntnis in dem Kreise, an den sich

diese Schrift wendet, nicht allgemein voraussetzten durfte; ebenso habe ich die Greenschen Sätze und Stokes' Theorem unterdrückt und die Eindeutigkeitsbeweise fortgelassen. Was dadurch an Strenge etwa verloren ging, hoffe ich an Anschaulichkeit gewonnen zu haben". Ich glaube, daß man dem Verfasser beipflichten darf, umsomehr, als es ihm nicht darum zu tun ist, ein Lehrbuch der Theorie zu schaffen, sondern vielmehr eine Einführung in diese Theorie. Nachdem im ersten Kapitel die elektrostatischen, im zweiten die magnetostatischen Phänomene behandelt sind, gelangt Verfasser in den beiden folgenden Kapiteln (Elektromagnetismus und Induktion) zu den allgemeinen Maxwellschen Gleichungen, die dann im fünften Kapitel auf die für die Maxwellsche Theorie charakteristischen Erscheinungen, die elektrischen Wellen, unter besonderer Berücksichtigung der elektromagnetischen Lichttheorie, Anwendung finden. „Für die Wahl dieser Reihenfolge, die einigermaßen mit der historischen Entwicklung übereinstimmt, waren mir lediglich Gründe didaktischer und pädagogischer Natur maßgebend; sie bestimmten mich insbesondere, die Herleitung der magnetischen Feldgrößen an das Feld permanenter Magnete, statt an das Feld elektrischer Ströme anzuschließen. Wenn es auch keinem Zweifel unterliegt, daß für den Systematiker der zweite Weg der empfehlenswertere ist, so habe ich doch andrerseits die Überzeugung, daß die hier gewählte Darstellung, die ja früher allgemein üblich war, anschaulicher ist. Ich konnte mich dabei umso kürzer fassen, als ich einerseits auf der von Hertz und Heaviside hervorgehobenen Analogie zwischen elektrostatischen und magnetostatischen Größen fußte, andrerseits aber die Theorie des Magnetismus einem besonderen Bande dieser Sammlung vorbehalten ist". — Ich zweifle nicht, daß das Schaefersche Buch seinen Zweck, Studierenden und Ingenieuren den Weg zum Verständnis der Maxwellschen Theorie zu bahnen, vollauf erfüllen wird. — Ich möchte diese Betrachtungen nicht schließen, ohne der prächtigen Ausstattung des Buches lobend zu gedenken. Besonderer Dank sei dem Verleger gezollt für die Beigabe des schönen Maxwellbildnisses nach dem Stodartschen Stich. Max Iklé.

Tagesereignisse.

Preisaufgaben der Fürstlich Jablonowskischen Gesellschaft.

1. Für das Jahr 1910.

Die meisten Aufgaben der Elektrostatik sind reduzierbar auf die Ermittelung der Greenschen Massenbelegungen, und es sind daher diese Belegungen für die Theorie der Elektrostatik sowie überhaupt für die ganze Potentialtheorie von hervorragender Wichtigkeit.

Durch neuerdings publizierte Untersuchungen (Berichte der Kgl. Sächs. Ges. d. W. Math.-phys. Kl., Jahrg. 1906, S. 483—558) dürfte wohl nun außer Zweifel gesetzt sein, daß in der Theorie des logarithmischen Potentials für jedwede geschlossene Kurve die dem Innen- und Außenraum entsprechenden beiden Greenschen Belegungen reduzierbar sind auf eine einzige Belegung, auf die sogenannte „Grundbelegung", und daß Analoges auch gelte in der Theorie des Newtonschen Potentials für jedwede geschlossene Oberfläche.

Immerhin lassen die in Rede stehenden Untersuchungen bis jetzt noch vieles zu wünschen übrig. Demgemäß stellt die Gesellschaft folgende Aufgabe:

Es soll eine Arbeit geliefert werden, durch welche jene Theorie der „Grundbelegung" in bezug auf Klarheit und Strenge oder in bezug auf Umfang und Vollständigkeit wesentlich gefördert wird.

2. Für das Jahr 1911.

Es soll die Theorie des Regenbogens gefördert und insbesondere der Verteilungszustand des Lichtes mit anzugebender Genauigkeit für eine Kugel mit beliebigem Durchmesser bestimmt werden, der aber so klein sei, daß er nur wenige oder gar keine Beugungsstreifen ermöglicht, und zugleich so groß, daß er nicht gegenüber der Lichtwellenlänge vernachlässigt werden darf.

Der Preis für jede gekrönte Abhandlung beträgt M. 1500. Der Jahresbericht, der ausführlichere Mitteilungen über die gestellten Preisaufgaben enthält, ist durch den Sekretär der Gesellschaft (für das Jahr 1909 Geh. Hofrat Professor Dr. Lamprecht, Leipzig, Schillerstr. 7) zu beziehen.

Der ord. Professor für theoretische Physik an der Universität Berlin Geh. Hofrat Dr. Max Planck wird von Mitte April bis Anfang Juni Vorlesungen an der Columbia-Universität in Neuyork halten.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Berlin Regierungs-Baumeister Gerstmeyer für Prüfung und Untersuchung elektrischer Maschinenapparate und Konstruktionsteile für Starkstromanlagen, an der deutschen Universität Prag Dr. A. Scheller für Astrophysik, an der Universität Innsbruck Dr. Heinz v. Ficker für Meteorologie.

Berufen: Der ord. Professor der Physik an der deutschen Universität Prag Dr. Ernst Lecher in gleicher Eigenschaft an die Universität Prag (als Nachfolger von Hofrat Professor Dr. V. v. Lang, der Ende des Sommers in den Ruhestand tritt).

Ernannt: Professor E. Grimsehl zum Direktor der Oberrealschule auf der Uhlenhorst zu Hamburg, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule München Dr. M. Kutta zum etatmäßigen Professor für angewandte Mathematik an der Universität Jena, der Lehrer an der Staatsgewerbeschule in Bielitz Wendelin Heinrich Schramm zum Adjunkten für allgemeine und analytische Chemie sowie technische Gasanalyse an der montanistischen Hochschule in Leoben, der Lektor E. F. van der Sande Bakhuyzen in Leiden zum Professor der Astronomie und Direktor der Sternwarte daselbst, Dr. Richard Prager in Berlin zum Leiter der Rechenabteilung an der Sternwarte zu Santiago de Chile, Dr. Walter Zurhellen in Bonn zum Leiter der astrophotographischen Abteilung an demselben Institut.

Verliehen: Dem Privatdozenten der Physik an der Universität Berlin Dr. Ernst Gehrcke und dem Dozenten für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Danzig Dr.-Ing. Anton Gramberg das Prädikat Professor, dem ord. Professor für analytische Chemie an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Georg v. Knorre der Titel Geheimer Regierungsrat, dem Professor für angewandte Thermodynamik an der Technischen Hochschule München Dr. Karl v. Linde der Titel Geheimer Hofrat, die erste Cato M. Guldberg-Medaille der Friedrichs-Universität Christiania dem früheren Professor der physikalischen Chemie an der Universität Leipzig Geheimrat Dr. Wilhelm Ostwald in Groß-Bothen, dem Direktor des Materialprüfungsamtes und Professor an der Technischen Hochschule Berlin Dr. A. Martens der Titel Geheimer Oberregierungsrat.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Astronomie an der Universität Heidelberg Geh. Hofrat Dr. Wilhelm Valentiner zum 1. Oktober. (Geh. Hofrat Dr. Max Wolf übernimmt alsdann die Direktion des Astronomischen Instituts der Sternwarte neben der bereits von ihm verwalteten Direktion des Astrophysikalischen Instituts.)

Gestorben: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität Tübingen Dr. Hermann v. Stahl, der Chemiker Dr. H. Schlink in Heidelberg, der Professor der Elektrochemie am Elektrotechnischen Institut St. Petersburg Dr. Alexander Krakau.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1909.

Technische Hochschule Aachen.

Stark: Experimentalphysik II: Licht und Wärme, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Nordmeyer und Steubing), tägl. — **Seitz:** Experimentalphysik, enzyklopädischer Kursus: Wärme, Schall, Licht, 2. — **Bernoulli:** Elektrische Wellentelegraphie, mit Experimenten, 2. — **Nordmeyer:** Tiefe Temperaturen, ihre Herstellung und Anwendung, 1; Elektrische Entladungen in Gasen, mit Experimenten, 1. — **Polis:** Klimatologie, 2; Meteorologische Technik, 1, Übungen im Meteorologischen Observatorium. — **Bidlingmaier:** Erdmagnetische Messungen im Aachener Störungsgebiete, 1, Übungen, 2. — **Grotrian:** Allgemeine Elektrotechnik, 5; Theoretische Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Praktikum, 8. — **Rasch:** Elektrische Bahnen, 1; Einleitung in die Elektrotechnik, 2; Konstruktionslehre der Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 2. — **Finzi:** Elektromotorische Antriebe in Berg- und Hüttenwerken, 2. — **Junkers:** Wärmetechnik, 2, Übungen, 2; Maschinen-Laboratorium I, Übungen, 4, II, 1, Übungen, 4. — **Köchy:** Grundzüge des Lokomotivbaues, 1; Lokomotivbau, Übungen, 2; Eisenbahnbetriebs- und Sicherungsanlagen, 2, Übungen, 2; Eisenbahnwagenbau, 2; Allgemeine Transportanlagen, 4, Übungen, 4. — **Langer:** Maschinenelemente, einschließlich Kinematik, 1, Übungen, 5; Rotierende Kraft- und Arbeitsmaschinen, 3, Übungen, 4; Verbrennungsmaschinen, 3, Übungen, 4. — **Rötscher:** Einleitung in den Maschinenbau, 2, Übungen, 6; Mechanische Technologie, 3, Übungen, 2; Übungen im Laboratorium für mechanische Technologie, 2; Lasthebemaschinen, 3, Übungen, 4. — **Wallichs:** Arbeitsmaschinen, 4, Übungen, 6; Werkzeugmaschinenbau und Maschinenfabrikation, 3, Übungen, 4. — **Lutz:** Abriß des Maschinenbaus, 4, Übungen, 4. —

Bredt: Organische Experimentalchemie I, 4; Übersicht über die organische Chemie, 2; Organisches Praktikum (mit Levy). — **Classen:** Allgemeine und anorganische Experimentalchemie, 4; Anorganisches Praktikum (mit Clören, Fischer, Scheen, Hensen und Weise); Elektrochemisches Praktikum (mit Fischer). — **Rau:** Chemische Technologie II, 2, IV, 2; Entwerfen von chemischen Apparaten und Fabrikanlagen, Übungen, 4; Chemisch-technisches Praktikum (mit Lambris und Wornast). — **Schenck:** Physikalische Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, 1. — **v. Kapff:** Chemische Technologie der Gespinstfasern: Färberei, Bleicherei usw., 2, Übungen, 4. —

Blumenthal: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2; Funktionentheorie und ihre Anwendungen, 2 *g*. — **Furtwängler:** Höhere Mathematik III, 3; Elemente der Differential- und Integralrechnung, 5, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel der Mathematik: Praxis der Differentialgleichungen, *g*. — **Kötter:** Darstellende Geometrie, 4, Zeichnen, 4; Elemente der darstellenden Geometrie, 2, Zeichnen, 2. — **Reißner:** Mechanik I, 4, Übungen, 1, II, 3, Übungen, 1. — **Haußmann:** Markscheiden und Feldmessen, 3, Übungen, 1 Tag; Markscheiderische Zeichen- und Rechen-Übungen, 2; Ausgleichungsrechnung, 1, Übungen, 2. — **Schumann:** Praktische Geometrie I, 3, II, 2; Geodätisches Praktikum I, 1 Tag; Planzeichnen und Geodätisches Praktikum II, 4; Geographische Ortsbestimmung, 2; Eisenbahntrassieren, 2. —

Universität Basel.

A. Hagenbach: Experimentalphysik I, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl., für Anfänger (mit Veillon), 8; Demonstrationsversuche für Lehramtskandidaten, 1; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **VonderMühll:** Einleitung in die mathematische Physik, 5 (1 *g*), Übungen, 2 *g*; Ein Kapitel der mathematischen Physik, 4; Mathematisch-physikalische Übungen, 2 *g*. — **Veillon:** Demonstrationsübungen über elektrische Schwingungen und Wechselströme II, 4 *g*. — **Flatt:** Pädagogisches Seminar, mathematisch-naturwissenschaftliche Abteilung, praktischer Kurs II, 2. — **Müller:** Über Radioaktivität und radioaktive Stoffe, 1; Über Färbetheorien, 1. —

Nietzki: Chemisches Vollpraktikum (mit Rupe und Fichter), tägl.; Chemie der aromatischen Verbindungen, 3; Chemisches Kränzchen (mit Rupe und Fichter), 1 *g*. — **Rupe:** Stereochemie, 1; Hydrozyklische Verbindungen und Terpene, 1. — **Fichter:** Anorganische Experimentalchemie, 6; Analytisches Halbpraktikum für Anfänger, 9. — **Kreis:** Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Übungen in der Untersuchung von Lebensmitteln, 4; Arbeiten im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. — **Beuttner:** Pharmakognosie II, 2; Pharmazeutische Chemie II, 2; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 9; Mikroskopische Übungen der Pharmakognosie II, 2. —

Fueter: Differential- und Integralrechnung II, 4; Partielle Differentialgleichungen, 2; Algebra, 2; Übungen zur Integralrechnung, 1 *g*; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Riggenbach:** Populäre Astronomie des Planetensystems, 2. — **Spieß:** Analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 4. —

Universität Berlin.

Rubens: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 5, Mathematische Ergänzungen, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, $1^1/_2$ *g*; Arbeiten im physikalischen Laboratorium (mit Wehnelt), tägl. — **Planck:** System der gesamten Physik, 4; Mathematisch-physikalische Übungen, 1 *g*. — **Wehnelt:** Physikalisches Praktikum für Anfänger II (mit Blasius), 7; Physikalisches Praktikum für Pharmazeuten, 3, Theoretische Ergänzungen, 1 *g*. — **Slaby:** Elektromechanik, 4; Drahtlose Telegraphie und Telephonie, 2; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium, 4 Tage. — **Warburg:** Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Physik, 2. — **Blasius:** Physikalischer Kursus für Mediziner, $3^1/_2$; Praktische Übungen für Anfänger I: Mechanik, Akustik, Wärme, Optik (mit Wehnelt), 7, Übungen, 1 *g*. — **Neesen:** Elektrische Schwingungen und drahtlose Telegraphie (Theorie), 1 *g*. — **E. Meyer:** Technische Physik der Verbrennungskraftmaschinen, 2. — **Krigar-Menzel:** Theoretische Physik IV: Optik, 4. — **Weinstein:** Mathematische Physik: Optik und Elektrizitätslehre, 3; Materialismus und Idealismus in der Naturwissenschaft, 1 *g*. — **Martens:** Ausgewählte Kapitel aus der experimentellen Elektrizitätslehre, 2. — **Börnstein:** Experimentalphysik II, 3; Physikalisches Praktikum für Chemiker, 3; Übungen in Herstellung und Gebrauch physikalischer Unterrichtsapparate, 4; Physikalische Arbeiten für Geübtere, tägl. — **Fock:** Einführung in die Atomtheorie, 1; Elemente der Kristallographie, 1. — **Gehrcke:** Ausgewählte Kapitel aus der neueren Optik, 1. — **Grüneisen:** Flüssigkeitswellen, 1 *g*. — **Laue:** Elektronentheorie, 3 *g*. — **Kiebitz:** Atmosphärische Elektrizität, 1. — **Hahn:** Chemische Tatsachen und Fragen im Lichte der radioaktiven Erscheinungen, 1. — **Henning:** Einführung in die Theorie der Kapillarität, 1 *g*. — **v. Baeyer:** Kinetische Gastheorie, 1. — **Hellmann:** Theorie und Ge-

brauch der meteorologischen Instrumente, 2; Klimatologische Übungen für Vorgerücktere, 1 *g*; Meteorologisches Kolloquium, 1 *g*. — **Schmidt**: Ozeanographie, 2; Energiehaushalt der Erde, 1 *g*; Geophysikalisches Kolloquium, 1 *g*. — **Leß**: Einführung in die Klimatologie, 1; Über die jeweiligen Witterungsvorgänge, 1 *g*. — **Scheffer**: Angewandte wissenschaftliche Photographie, mit praktischen Übungen, 1. —

E. Fischer: Praktische Arbeiten im chemischen Universitätslaboratorium (mit Gabriel, Pschorr, Stock, O. Diels, F. Fischer und Stähler), tägl. — **Nernst**: Anorganische Experimentalchemie, 5; Physiko-chemisches Kolloquium (mit Sand), 1 *g*; Thermodynamik chemischer Prozesse, 1 *g*; Praktische Übungen und Arbeiten im physikalisch-chemischen Laboratorium: a) anorganisch-chemisches Praktikum (mit Marckwald), tägl., b) physiko-chemische Übungen, 7, c) physiko-chemische Arbeiten (mit Sand und v. Wartenberg), tägl. — **van't Hoff**: Ausgewählte Kapitel der allgemeinen Chemie, 1 *g*. — **Wichelhaus**: Technologie für Chemiker, mit Experimenten und Exkursionen, 4; Chemische Übungen, tägl.; Anleitung zu chemisch-technischen Untersuchungen: Methoden der chemischen Technik, tägl. — **Pinner**: Anorganische Experimentalchemie, 6; Organische Experimentalchemie, 4. — **Liebermann**: Organische Chemie, 5; Experimentalübungen im organischen Laboratorium, tägl. — **Thoms**: Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, mit Experimenten, 4; Grundzüge der Nahrungsmittelchemie und Harnanalyse, 1½; Praktische Übungen in der chemischen Analyse, in der Prüfung und Wertbestimmung von Arzneimitteln, in der Nahrungsmittelchemie (mit Mannich), tägl. — **Biedermann**: Chemie und Technologie der Sprengstoffe, 2. — **Gabriel**: Organische Experimentalchemie, 5. — **Sand**: Physikalisch-chemische Rechenübungen (mit v. Wartenberg), 1 *g*; Neuere elektrochemische Arbeiten, 1. — **Schotten**: Chemie der Ernährung, 2. — **Marckwald**: Stereochemie, 1. — **Rosenheim**: Anorganisch-chemisches Praktikum (mit R. J. Meyer und Koppel), tägl.; Übungen in der Experimentalchemie (mit Koppel), 8; Praktische Übungen in der Gas- und Maßanalyse, 4. — **Traube**: Qualitative chemische Analyse, 1. — **v. Buchka**: Geschichte der Chemie, 2; Chemie der Nahrungsmittel, Genußmittel und Gebrauchsgegenstände, mit Berücksichtigung der einschlägigen Gesetzgebung, 4. — **R. J. Meyer**: Chemie der selteneren Elemente, mit Experimenten, 1. — **Buchner**: Überblick der organischen Experimentalchemie, 3; Die Gärungstheorien, mit Experimenten, 1 *g*; Anorganisch- und organisch-chemisches Praktikum (mit Meisenheimer), tägl. — **Pschorr**: Chemie der Alkaloide, 1. — **Spiegel**: Beziehungen zwischen chemischer Konstitution und physiologischer Wirkung bei Arzneimitteln und Giften, 1 *g*. — **Neuberg**: Praktisch-chemischer Kursus für Mediziner (mit Salkowski), 6; Die chemischen Vorgänge im Tierkörper, 1 *g*. — **Sachs**: Chemie der Farbstoffe, 1. — **Koppel**: Kolloquium zur Einführung in die allgemeine und physikalische Chemie, 1. — **O. Diels**: Die wichtigsten Arbeitsmethoden der organischen Chemie, 1. — **Stock**: Repetitorium der anorganischen Chemie, spezieller Teil: Besprechung der einzelnen Elemente, 1. — **Meisenheimer**: Anleitung zu chemischen Schulversuchen, 2. — **Jacobson**: Besprechung chemischer Tagesfragen, 1. — **F. Fischer**: Grundzüge der physikalischen Chemie, 1. — **Byk**: Physikalische Chemie der photographischen Prozesse, 1. — **Großmann**: Die Grundzüge der chemischen Technik und ihre Bedeutung für das deutsche Wirtschaftsleben, 2; Besprechung chemisch-technischer und wirtschaftlicher Tagesfragen, 1. — **Löb**: Elektrochemie I, 1; Physikalische Biochemie I, 1 *g*; Physiologisch-chemische Arbeiten, tägl. — **Köthner**: Pioniere der Wissenschaft, 1. — **Ehrlich**: Die chemischen Vorgänge in der Pflanze, 1; Technische Gasanalyse und Kalorimetrie, mit praktischen Übungen, 2. — **Mannich**: Qualitative chemische Analyse unter Berücksichtigung der Methoden des Arzneibuchs, 1; Quantitative chemische Analyse unter Berücksichtigung der Methoden des Arzneibuchs, 1; Die chemische Prüfung der Arzneimittel, 1. — **Stähler**: Neuere Fortschritte in der anorganischen Chemie, 1. — **Houben**: Chemische Entdeckungen und ihre Geschichte, 1 *g*. — **Weigert**: Theorie chemisch-technischer Prozesse, 1. —

Schwarz: Integralrechnung, 4, Übungen, 14tägig, 2 *g*; Theorie der analytischen Funktionen I, 4; Elementargeometrische Behandlung einiger Aufgaben des Maximums und Minimums, 2 *g*; Mathematische Kolloquien, 14 tägig, 2 *g*; Mathematisches Seminar (mit Frobenius und Schottky), 2 *g*. — **Frobenius**: Theorie der algebraischen Gleichungen II, 4. — **Schottky**: Theorie der elliptischen Funktionen, 4; Potentialtheorie, 2. — **Knoblauch**: Theorie der Raumkurven und der krummen Flächen II, 4; Analytische Geometrie, 4; Theorie der Strahlensysteme, 1 *g*. — **Lehmann-Filhés**: Differentialrechnung, 4, Übungen, 1 *g*. — **Hettner**: Wahrscheinlichkeitsrechnung und Theorie der Beobachtungsfehler, 2. — **Schur**: Theorie der algebraischen Zahlen und der Ideale, 4; Einleitung in die Theorie der gewöhnlichen Differentialgleichungen, 4. — **Foerster**: Theorie und Kritik der Zeitmessung, 2; Geschichte der alten Astronomie, 2 *g*; Wahrheit und Wahrscheinlichkeit, 1 *g*. — **Helmert**: Trigonometrisches Höhenmessen, 1; Geodätische Dreiecke, 1 *g*. — **Struve**: Praktische Astronomie, mit Übungen an den Instrumenten, 3. — **Scheiner**: Photometrische Grundlehren, 1; Astrophysikalisches Kolloquium, 1 *g*. — **Marcuse**: Theorie und Anwendung astronomischer Instrumente, besonders für geographische Ortsbestimmungen, mit Exkursionen und Demonstrationen, 2; Einführung in die astronomische Geographie und kosmische Physik, 1½. —

Technische Hochschule Berlin.

F. Dolezalek: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 4; Physikalische Chemie, 2. — **Kurlbaum**: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 4. — **Kalischer**: Elektromagnetismus und Induktion mit besonderer Berücksichtigung der Elektrotechnik, 4; Grundzüge der Elektrochemie, 2; Die physikalischen Grundlagen der Elektrotechnik I, 2. — **Krigar-Menzel**: Theorie des Lichtes, 4; Theorie der Wärmeleitung und der Strahlung, 2. — **Gleichen**: Einführung in die praktische Optik und Anleitung zur Konstruktion optischer, photographisch-optischer und ophthalmologischer Instrumente, 2. — **Groß**: Mechanische Wärmetheorie, 4; Ausgewählte Kapitel aus der mechanischen Wärmetheorie, 2; Einleitung in die Potentialtheorie, 2; Theorie des Galvanismus, 2; Gastheorie, 2; Grundzüge der Energetik, 2. — **Felgentraeger**: Maß- und Gewichtswesen II, 2. — **Grunmach**: Magnetische und elektrische Maßeinheiten und Meßmethoden, 2; Physikalische Maßbestimmungen und Meßinstrumente, Übungen, 4. — **Glatzel**: Meßapparate und Meßmethoden der drahtlosen Telegraphie mit Demonstrationen, 1. — **Servus**: Geometrische Optik und Berechnung photographischer Objektive, 2; Die partiellen Differentialgleichungen und ihre Bedeutung in der Physik, 4. — **Kaßner**: Die meteorologischen Grundlagen des Hoch- und Städtebaues: Blitzableiter, Windfahnen, Wettersäulen usw., 1. — **Slaby**: Elektromechanik, 4; Funkentelegraphie, 2; Übungen im Elektrotechnischen Laboratorium (mit W. Wedding), 4 Tage. — **Klingenberg**: Projektierung elektrischer Anlagen, 2, Übungen, 4. — **W. Reichel**: Einführung in die Elektrotechnik, 2, Übungen, 2; Elektromaschinenbau, 4, Übungen, 8; Übungen im elektrotechnischen Versuchsfelde, 4; Elektrische Kraftanlagen und Bahnen, 2, Übungen, 4. — **Strecker**: Elektrotelegraphie, 2. — **W. Wedding**: Übungen in Elektromechanik, 4; Elektrotechnische Meßkunde, 2; Beleuchtungstechnik, 2. — **Benischke**: Wechselstromtechnik, 4. — **Breslauer**: Berechnung und Prüfung elektrischer Maschinen nach den in der Praxis herrschenden Gepflogenheiten, 2. — **Kallmann**: Betriebstechnik für Elektrizitätswerke und Straßenbahnen, 2; Elektrische Einrichtungen moderner Zentralen und Leitungsnetze, 1. — **v. Koch**: Kollektormotoren für Einphasen-Wechselstrom, 2. — **Zehme**: Wechselstrom-Bahnen, 2. — **Frölich**: Einleitung in die Elektrotechnik für Chemiker, 1. — **W. Hartmann**: Kinematische Geometrie und theoretische Kinematik, 2; Maschinengetriebe: Anwendungen der Kinematik, 2. — **Josse**: Übungen im Maschinenlaboratorium I, 3, II, 6, III, 8. — **Kammerer**: Maschinenelemente, Übungen, 8; Hebemaschinen, 4; Entwerfen von Hebemaschinen, 4; Entwerfen von schwierigeren Hebemaschinen, von Maschinen zu Verkehrsanlagen für staatliche, kommunale und industrielle Betriebe, 4. — **Leist**: Technik der Kälteerzeugung, 4; Mechanik I, 4, Übungen, 2. — **Ludewig**: Wasserkraftmaschinen, einschließlich Zentrifugalpumpen, Übungen, 4; Dampfkessel, 2, Übungen, 4. — **Martens**: Materialprüfungswesen, mit Übungen im Materialprüfungsamt, 4. — **E. Meyer**: Mechanik I, 4, Übungen und Festigkeits-Laboratorium, 3; Technische Physik der Verbrennungs-Kraftmaschinen, 2. — **Obergethmann**: Lokomotiven und Triebwagen, Bau und Unterhaltung, 2; Eisenbahnbetrieb, Oberbau und Signal-

wesen, 2; Entwerfen von Eisenbahnmaschinen, 4. — **E. Reichel:** Einleitung in den Maschinenbau, 2, Übungen, 6; Wasserkraftmaschinen, einschließlich Zentrifugalpumpen, 1, Übungen, 4. — **Riedler:** Arbeitsmaschinen, 4; Entwerfen von Arbeitsmaschinen und Verbrennungsmaschinen, 4. — **Schlesinger:** Werkzeugmaschinen, 2, Übungen, 4; Fabrikbetriebe, mit Seminar, 2, Übungen, 4. — **Schuberg:** Mechanische Technologie, 2; Maschinenelemente, 1, Übungen im Maschinenzeichnen, 3; Baukonstruktionslehre, 2, Übungen, 4; Konstruktionsübungen für Chemiker I, 2, Übungen, 3. — **Stumpf:** Dampfturbinen, 4, Übungen, 8. — **Wehage:** Angewandte Dynamik, 2; Angewandte Hydraulik, 2. — **Franke:** Instrumenten- und Apparatenbau, 1. — **v. Hanffstengel:** Förderanlagen, 2. — **Heinel:** Die Maschinen zur Gas-Verdichtung und Verflüssigung, insbesondere die Kälteerzeugungsmaschinen, 2. —

v. Buchka: Chemie der Nahrungsmittel mit Berücksichtigung der Nahrungsmittel-Analyse und Bakteriologie, 4; Geschichte der Chemie, 2. — **Erdmann:** Experimentalchemie II, 4; Abriß der Experimentalchemie, 2; Praktische Arbeiten im anorganischen Laboratorium, tägl. — **Holde:** Untersuchung der Kohlenwasserstofföle und verwandter Produkte: Schmieröle, Treiböle, Leuchtöle, Paraffin, Ceresin, Asphalt usw., 2. — **v. Knorre:** Analytische Chemie: Qualitative Analyse, 2; Praktische Arbeiten im elektrochemischen Laboratorium, tägl.; Angewandte Elektrochemie: Elektrometallurgie, Galvanoplastik und Galvanostegie, quantitative Analyse durch Elektrolyse, 4. — **Liebermann:** Organische Chemie II: Aromatische Reihe, zyklische Verbindungen, Farbstoffe, Alkaloide usw., 5; Praktische Arbeiten im organischen Laboratorium, tägl. — **Miethe:** Spektralanalyse, mit Übungen, 2; Photochemie und photomechanische Prozesse, 2; Konstruktionstypen photographisch-optischer Instrumente, 1; Praktische Arbeiten im photochemischen Laboratorium, tägl.; Photographische Übungen in den gebräuchlichen Prozessen, 16. — **Traube:** Thermochemie, 2; Physikalisch-chemische Übungen, 3; Radioaktivität und Elektronentheorie, 1. — **Witt:** Chemische Technologie I: Technologie der Wärme und des Wassers, Technologie der anorganischen Verbindungen (chemische Großindustrie), 4; Glas, Keramik, Apparatenkunde, 4; Praktische Arbeiten im technisch-chemischen Institut, tägl. — **Arndt:** Kolloquium über physikalische Chemie, 1; Einführung in die physikalische Chemie, 2; Technische Anwendungen der physikalischen Chemie, 1. — **Binz:** Veredlung der Textilfasern I: Die Rohfasern, Bleicherei, Mercerisation, 1. — **Börnstein:** Verbrennung und Heizung, 1. — **Byk:** Chemie der photographischen Prozesse, 1. — **Hauser:** Einführung in die mathematische Behandlung chemischer Probleme, 2; Kolloquium über anorganische und analytische Chemie, 2. — **Junghahn:** Technologie der Proteinstoffe: Albumine, 2. — **Jurisch:** Übungen im Entwerfen von chemischen Anlagen, 4; Luftrecht, 1. — **Lehmann:** Die Entwickelung der Farbenphotographie, 1. — **Simonis:** Repetitorium der organischen Chemie (in Form von Kolloquien), 2; Qualitative und quantitative Analyse organischer Verbindungen, 1. — **Stavenhagen:** Einführung in die Experimentalchemie, 2. — **Ullmann:** Ausgewählte Kapitel aus der Farbenindustrie, 1. — **Voswinckel:** Terpene und Kampfer, 1. — **Wolffenstein:** Analyse und Synthese der organischen Chemie (Ausgewählte Kapitel), 2. —

Dziobek: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2. — **Haentzschel:** Elemente der Mechanik, 4. — **Hettner:** Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Differentialgleichungen, 2. — **Jolles:** Darstellende Geometrie II, 4, Übungen, 4. — **Lampe:** Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Bestimmte Integrale und Differentialgleichungen, 2. — **Scheffers:** Darstellende Geometrie II, 5, Übungen, 5. — **Steinitz:** Niedere Analysis und Algebra, 2; Variationsrechnung, 2; Funktionentheorie II, 2; Ausgewählte Kapitel aus der höheren Mathematik, 2. — **Cranz:** Variationsrechnung, 2. — **Fuchs:** Ausgewählte Kapitel aus der Funktionentheorie, 2. — **E. Meyer:** Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 4. — **Salkowski:** Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 5. — **Wallenberg:** Repetitorium der höheren Mathematik: Differential- und Integralrechnung, sowie analytische Geometrie I, 2. — **Werner:** Niedere Geodäsie, 4 und 2; Geodätisches Praktikum II, 2; Praktische Übungen im Feldmessen, 4; Planzeichnen, 2; Höhere Geodäsie, 2. —

Universität Bern.

Forster: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Akustik, Optik, 6; Wärmelehre (Schluß), 1 *g*; Repetitorium der Physik, 2; Physikalisches Praktikum, für Vorgerückte, nach Verabredung, für Anfänger, 4; Photographischer Kurs, 2. — **Gruner:** Analytische Mechanik, 3, Übungen, 1; Elektronentheorie I, 2; Vektoranalysis, 1; Physikalisches Kolloquium, 1 Abend. — **Blattner:** Elektrotechnik II, 2. — **Briner:** Theoretische und praktische Elektrochemie, 2. —

Friedheim: Experimentalchemie: Spezielle anorganische Chemie, 5; Qualitative und quantitative Analyse: Metalloide, 2; Chemische Technologie der Brennstoffe und landwirtschaftlichen Gewerbe, mit Exkursionen, 1½; Anorganisch-chemisches Praktikum, für Anfänger, tägl. außer Sonnabend; Analytisch-chemisches Praktikum für Mediziner, 8; Übungen in der technischen Gasanalyse. — **v. Kostanecki:** Organische Chemie, 6, Repetitorium, 1; Organisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Tambor:** Einführung in die Chemie der organischen Farbstoffe, 2; Repetitorium der Chemie der karbo- und heterozyklischen Verbindungen, 1. — **Lampe:** Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1. — **Mai:** Anorganisch-chemische Arbeiten; Repetitorium der anorganischen Chemie, 1; Kolloquium über qualitative Analyse, 1. — **Ephraim:** Kolloquium über Themata aus der anorganischen Chemie, 1½; Die modernen Grundlagen der Chemie I, 1½; Theoretische Einführung in die Laboratoriumsarbeiten über qualitative Analyse, für Anfänger, 1. — **Schaffer:** Chemie der Nahrungs- und Genußmittel I, 2; Praktikum für Lebensmitteluntersuchung. — **Woker:** Die Theorien der physikalischen Chemie in ihrer Anwendung auf die Biologie, 2; Quellen und Entwicklung der Lehre von der Reaktionsbeschleunigung durch Fremdstoffe (einschließlich der induzierten Reaktionen), 2. —

Graf: Kugelfunktionen mit Repetitorium, 3; Besselsche Funktionen mit Repetitorium, 3; Differential- und Integralrechnung, 2; Differentialgleichungen, 2; Funktionentheorie, 2; Repetitorium der Mathematik, 4; Renten- und Versicherungsrechnung, 2; Mathematisches Seminar (mit Huber), 2. — **Ott:** Algebraische Analysis I, 2; Differentialrechnung, 2; Analytische Geometrie der Ebene I, 2. — **Huber:** Sphärische Astronomie II, 2; Analytische Geometrie des Raumes, mit Theorie der Flächen zweiten Grades, 3; Theorie der Enveloppen und Brennlinien, 2; Mathematisches Seminar (geometrisch-astronomische Richtung) (mit Graf), 1. — **Benteli:** Elemente der darstellenden Geometrie, 4; Praktische Geometrie, 3. — **Crelier:** Zentralprojektion, 2; Synthetische Geometrie: Die Flächen des 2. Grades, 2. — **Moser:** Überlebensversicherung; Mathematisch-versicherungswissenschaftliches Seminar, 1—2. — **Bohren:** Variationsrechnung, 2. —

Universität Bonn.

Kayser: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Optik, 5; Laboratorium für Vorgeschrittene, tägl., für Anfänger (mit Eversheim), 8; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Eversheim:** Ausgewählte Kapitel aus der Optik, 1; Die Elektrizität, ihre physikalische Grundlage und ihre Anwendung, 1 *g*. — **Pflüger:** Theorie des Lichtes, 4, Übungen, 1 *g*. — **Bucherer:** Elemente der Elektronentheorie, 1. —

Anschütz: Kolloquium über neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Chemie, 1 *g*; Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 6; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene, sowie für Nahrungsmittelchemiker (mit Rimbach, Frerichs und Kippenberger), tägl., für Mediziner (mit Rimbach), tägl. außer Sonnabend. — **Rimbach:** Ausgewählte Kapitel der speziellen anorganischen Chemie II (selteneгe Metalle), 1 *g*; Physikalische Chemie II: Thermochemie und Elektrochemie, mit mathematischen Ergänzungsstunden, 2; Spezielle Methoden der quantitativen chemischen Analyse: Maß-, Gas- und Elektroanalyse, 2; Übungen in physikalisch-chemischen Meßmethoden, 3 *g*; Gasanalytische Übungen (mit Gewecke), 2 *g*. — **Schroeter:** Ausgewählte Kapitel aus der Chemie der Fettkörper oder azyklischen Kohlenstoffverbindungen, 3. — **Gewecke:** Polarimetrie und Refraktometrie und ihre Anwendungen in der Chemie, mit Übungen, 1; Übungen in einfachen chemischen Unterrichtsversuchen, 2 *g*. — **Meerwein:** Präparative und analytische Arbeitsmethoden der organischen Chemie, 1. — **Frerichs:** Pharmazeutische Che-

mie II (organisch), 3, III: Zyklische organische Verbindungen, 1 *g*; Arzneimittelprüfung, 1; Übungen im Sterilisieren von Arzneimitteln, 1. — **Mannheim**: Chemie der Drogen und Pflanzenstoffe, 2; Übungen in Wasser- und Harnanalyse, tägl. *g*. — **Kippenberger**: Grundzüge der Nahrungsmittelchemie, 2; Chemische Technologie, organischer Teil (ausschließlich der Farbstoffchemie), 2; Besprechung technisch-chemischer Betriebskontrollen, 1 *g*. — **Laar**: Photographische Negativ-Verfahren, mit chemischen Ergänzungsstunden, 1; Übungen in den seltener angewandten photographischen Verfahren, *g*. —

London: Elemente der Differential- und Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Axonometrie und Perspektive mit Zeichenübungen, 2. — **Study**: Anwendungen der Differential- und Integralrechnung auf Geometrie, 4; Einleitung in die Invariantentheorie, 1 *g*; Mathematisches Seminar: Oberstufe (mit Kowalewski, London, Carathéodory, Hessenberg), 14tägig, 2 *g*. — **Kowalewski**: Theorie und Anwendung der Determinanten, 3, Übungen, 1 *g*; Differentialgleichungen, 4; Die Methode der unendlich vielen Veränderlichen, 1; Mathematisches Seminar: Mittelstufe (mit Carathéodory, Hessenberg), 14tägig, 2 *g*. — **Hessenberg**: Theorie der algebraischen Gleichungen, 4. — **Carathéodory**: Variationsrechnung, 4. — **Müller**: Einführung in die Geodäsie, mit Übungen, 2 *g*. — **Mönnichmeyer**: Geographische Ortsbestimmungen, 2. — **Küstner**: Definitive Bahnbestimmungen der Kometen und Planeten, 3; Astronomisches Kolloquium, 2 *g*; Praktische Übungen im astronomischen Beobachten (mit Mönnichmeyer), tägl. —

Technische Hochschule Braunschweig.

Zenneck: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Rau); Theorie des elektromagnetischen Feldes II, 1; Mechanische Wärmetheorie, 3; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Peukert**: Elektrotechnik, 4; Elektromotoren, 2; Grundzüge der Elektrochemie, 2; Blitzableiter und elektrische Sprengmethoden, 2; Elektrotechnisches Praktikum (mit Wasmus), 6; Arbeiten im elektrotechnischen Laboratorium (mit Wasmus). — **Brünig**: Elektromechanische Konstruktionen, 2, Übungen, 2. — **Mosler**: Die Funkentelegraphie, 2; Elektrische Kraftübertragung, 1; Einführung in die Automobiltechnik, 1. — **Franke**: Dampfmaschinenbau, 4, Übungen (mit Göpfert), 8; Pumpmaschinenbau, Gebläse- und Kompressorenbau, 4, Übungen (mit Göpfert), 8. — **Friedmann**: Theorie und Konstruktion der hydraulischen Motoren, 4, Übungen (mit Müller), 4; Maschinenelemente, 4, Übungen (mit Müller), 10; Grundzüge des Maschinenbaues, 2. — **Denecke**: Betriebsmittel für Straßen- und Eisenbahnen, 2; Berechnung und Bau der Hebemaschinen, 2, Übungen, 4; Eisenbahnmaschinenbau, 2, Übungen, 4; Maschinenzeichnen, Übungen, 6; Technisches Zeichnen, Übungen, 4. — **Schöttler**: Festigkeitslehre, 2; Kinematik, 1; Angewandte Wärmemechanik, 3; Theoretische Maschinenlehre, Übungen, 3; Arbeiten im mechanischen Laboratorium II (mit Maercks und Zacharias). —

R. Meyer: Organische Experimentalchemie, 6; Chemische Technologie der Faserstoffe, 1; Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit Biehringer und Posner); Chemisches Kolloquium (mit Baur), *g*. — **Biehringer**: Analytische Chemie, 2; Chemisch-technische Rechnungen, 1; Heizstoffe und Kesselspeisewasser, 2. — **Baur**: Elektrochemie, 2; Chemische Technologie I, 4; Arbeiten im Laboratorium für physikalische Chemie und Elektrochemie (mit Sichling). — **Reinke**: Chemische Technologie II 2, 4, Übungen, monatlich 2 *g*; Chemisch-technische Analyse II für Zucker-, Stärke-, Gärungs- und Molkereitechnik, 2; Betriebsstörungen in der Zucker-, Stärke-, Gärungs- und Molkereitechnik, 2; Arbeiten im Laboratorium für chemische Technologie II und landwirtschaftlich-chemische Gewerbe (mit Rinckleben). — **Beckurts**: Abwässerreinigung, 1; Wasser- und Harnuntersuchung, 1; Pharmazeutische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium für pharmazeutische Chemie und Nahrungsmittelchemie (mit Frerichs und Emde). — **Troeger**: Analytische Chemie, 2; Repetitorium der anorganischen und organischen Chemie, 2; Gasanalyse, 1. —

Fricke: Analytische Geometrie und Algebra, 2; Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 2; Vektorentheorie, 2; Ausgewählte Kapitel der analytischen Mechanik, 2. — **Timerding**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 6; Ausgewählte Kapitel aus der höheren Mathematik, 4. — **Wernicke**: Statik starrer und elastisch-fester Körper, 4, Übungen, 2. — **Schlink**: Technische Mechanik I: Statik, 6, Übungen und Repetitionen, 3, III: Hydraulik, 4, Übungen und Repetitionen, 2. — **Hohenner**: Geodäsie II, 3, Übungen, 1; Grundzüge der sphärischen Astronomie (direkte astronomische Bestimmung der geographischen Koordinaten und des Azimuts), 2, Übungen, 2; Vermessungsübungen I, 5, II, 9; Planzeichnen, Übungen, 2. —

Universität Breslau.

Lummer: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Kolloquium (mit Pringsheim und Schaefer), 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Schaefer und Waetzmann), 3 oder 6, für Pharmazeuten, 3, für Geübtere (mit Pringsheim und Schaefer), tägl. — **Pringsheim**: Theoretische Physik II: Mechanik deformierbarer Körper (Elastizitätslehre, Hydromechanik, Akustik), 4; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Schaefer**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, zugleich Einführung in die theoretischen Grundlagen der Elektrotechnik, 4. — **Waetzmann**: Interferenz und Polarisation des Lichtes, 2. — **Riesenfeld**: Photographisches Praktikum, 2; Die Photographie und ihre Technik, 1 *g*. — **v. d. Borne**: Theorie und Praxis der Luftschiffahrt, 2, Übungen, *g*; Witterungskunde, 1. —

Ladenburg: Allgemeine Experimentalchemie, 6; Chemisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*; Praktisch-chemische Übungen für Chemiker (mit Abegg), ganz- und halbtägig, für Mediziner (mit Herz), 4, für Landwirte, 6. — **Gadamer**: Anorganische Experimentalchemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, 6; Prüfung der Arzneimittel, 1 *g*; Praktisch-chemische Übungen mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, der forensischen Chemie und der Nahrungsmittelchemie, tägl.; Kleines chemisches Praktikum, 6. — **Abegg**: Physikalische Chemie II: Elektrochemie, mit mathematischen Ergänzungsstunden, 2; Darstellungsprinzipien chemischer Verbindungen, 1 *g*; Physikalisch-chemisches Kolloquium, $1^1/_2$ *g*; Übungen zur Thermodynamik (mit Sackur), 1 *g*; Physikalisch-chemisches Praktikum (mit Sackur), 3. — **Ahrens**: Technologie des Holz-, Braunkohlen- und Steinkohlenteers nebst Fabrikation von Zwischen- und Endprodukten (Farbstoffe), 4; Gasanalyse mit Experimenten, 1 *g*; Praktische Übungen und Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Chemie, 10; Landwirtschaftliche Technologie II: Gärungsgewerbe, 2. — **Herz**: Repetitorium der organischen Chemie, 2; Die physikalischen und chemischen Grundlagen der analytischen Chemie, 2; Geschichte der Chemie, 1. — **Sackur**: Thermochemie und Thermodynamik, 2; Die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Metalle und Amalgame, 2. — **Fischer**: Biochemie, 2. — **Feist**: Ausgewählte Kapitel aus der Chemie der menschlichen Nahrungsmittel, Untersuchung von Trinkwasser und Harn, 2; Qualitative Analyse, 1 *g*; Chemisches Repetitorium, 4. — **Löffler**: Stereochemie, 2. —

Kneser: Differential- und Integralrechnung, 4, Übungen, 2; Integralgleichungen, 2, Übungen, 2 *g*. — **Sturm**: Theorie der geometrischen Verwandtschaften I, 4; Darstellende Geometrie und graphische Statik, 2; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 2 *g*. — **Rosanes**: Analytische Geometrie des Raumes, 4; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 1 *g*. — **Franz**: Theorie der Rotation, Gleichgewichtsfigur, Präzession, Nutation und Libration der Himmelskörper unter dem Einfluß der allgemeinen Gravitation, 4; Theorie der astronomischen Instrumente, 1 *g*; Kleines astronomisches Praktikum, 2; Größeres astronomisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl. —

Universität Czernowitz.

v. Geitler: Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger II, a) für Physiker und Mathematiker, 6, b) für Chemiker und Naturhistoriker, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*; Wellenlehre, 2 *g*. — **Radakovic**: Wärmelehre, 5; Seminar für mathematische Physik, 2 *g*; Proseminar für mathematische Physik, 2 *g*. —

Pomeranz: Allgemeine Chemie II, 5; Pharmazeutische Chemie, 3; Chemische Übungen für Vorgeschrittene, 20, für Anfänger, 15. —

Plemelj: Differential- und Integralrechnung mit Anwendungen, 5; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*. —

Technische Hochschule Danzig.

Wien: Experimentalphysik II, 4; Kleines physikalisches Praktikum, 4; Großes physikalisches Praktikum, tägl.; Elektronen, 1 *g*. — **Kalähne**: Einführung in das physikalische Praktikum, 1; Ausgewählte Kapitel der theoretischen Physik mit praktischen Anwendungen, 1 *g*; Photographie- und Lichtpausverfahren, 1, Übungen, 3; Arbeiten im photographischen Laboratorium, 3. — **Roeßler**: Elektrotechnik I, 4, Laboratorium, 4, II, 2, Laboratorium II und III, 9; Projektierung elektrischer Anlagen, Übungen, 4; Berechnung und Entwurf elektrischer Maschinen, 1, Übungen, 4. — **Grix**: Elektrische Bahnen, 2, Übungen, 4; Berechnung elektrischer Leitungsnetze, 2. — **Jahn**: Eisenbahnmaschinenbau, 4, Übungen, 4; Eisenbahnwerkstätten, 2; Dampfkessel, 2, Übungen, 3; Enzyklopädie des Eisenbahnmaschinenwesens, 2; Abriß der Kraftmaschinen, Kessel und Pumpen, Übungen, 2. — **Schulze-Pillot**: Maschinenelemente, 2, Übungen, 8 und 4; Kraft- und Arbeitsmaschinen mit Kreiselrädern, 4, Übungen, 4; Kraftanlagen und Energieverteilung, 2, Übungen, 2. — **Aumund**: Einführung in den Maschinenbau, 2 und 1, Übungen, 5 und 4; Kranbau, 2, Übungen, 4; Pumpen und Baumaschinen, 2, Übungen, 2. — **Prinz**: Abriß der Materialien und Herstellungsverfahren, 2; Kolben-Arbeitsmaschinen, 2, Übungen, 2; Herstellungsverfahren, 2, Übungen, 2; Werkstattbetrieb und Fabrikorganisation, 2, Übungen, 4. — **Wagener**: Wärmemechanik, 2; Maschinenlaboratorium I und II, 4; Kolbenkraftmaschinen, 4 u. 2, Übungen, 4. — **Gramberg**: Mechanische Meßinstrumente und Maschinenuntersuchungen, 2; Heizung und Lüftung, 2. —

Ruff: Anorganisch-chemische Technologie, 3, III: Technische Elektrochemie, 1; Chemisches Kolloquium, 2 *g*; Praktikum im anorganisch-chemischen Laboratorium, 49; Praktikum im elektrochemischen Laboratorium, 49. — **Wohl**: Organisch-chemische Technologie, 3; Untersuchung von Heizstoffen und Gasanalyse, Übungen, 3; Praktikum im organisch-chemischen Laboratorium, 49; Praktikum im Laboratorium für landwirtschaftliche Gewerbe, 49. — **N. N.**: Physikalische Chemie I und II, 3; Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 4; Physikalisch-chemisches Praktikum I und II, 4. — **Plato**: Qualitative chemische Analyse, 2. —

Lorenz: Einführung in die Mechanik, 4, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Mechanik, 2 *g*. — **v. Mangoldt**: Höhere Mathematik I, 5. — **Schilling**: Darstellende Geometrie, 3, Übungen, 4; Graphische Statik, 2, Übungen, 3. — **Sommer**: Höhere Mathematik II, 3, Übungen, 1; Einführung in die höhere Mathematik, 5; Spezielle ebene und räumliche Kurven, 1 *g*. — **Eggert**: Niedere Geodäsie, Übungen, 2; Praktische Übungen im Feldmessen, 4; Höhere Geodäsie, 2; Geodätisches Praktikum I und II, 2; Geographische Ortsbestimmung, 2. —

Technische Hochschule Darmstadt.

Schering: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrostatik, Elektrische Ströme, 5; Physikalisches Praktikum (mit Zeißig), 4 Nachmittage; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik (mit Zeißig); Elektrische Schwingungen und elektrische Wellen, Maxwells Theorie der Elektrizität, 2. — **Zeißig**: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrostatik, Elektrische Ströme, 4; Repetitorium der Experimentalphysik, 1. — **Meisel**: Theorie der optischen Instrumente II, 2; Populäre Astronomie, 2. — **Fritsch**: Photographische Übungen, 2; Radioaktivität, 1 *g*. — **Wirtz**: Allgemeine Elektrotechnik I: Elemente der Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Meßkunde I, 2; Grundzüge der Telegraphie und Telephonie, 2; Radiotelegraphisches Praktikum, 1/2 Tag. — **Kittler**: Allgemeine Elektrotechnik II: Theorie und praktische Verwendung von Gleich- und Wechselstrommaschinen, 4, Übungen (mit Petersen), 2; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium (mit Wirtz, Sengel), tägl.; Selbständige Arbeiten für vorgeschrittenere Studierende; Übungen im Hochspannungslaboratorium (mit Petersen), 2. — **Sengel**: Konstruktion elektrischer Maschinen und Apparate, 3, Übungen, 3; Elektrische Licht- und Kraftanlagen, 2, Übungen, 2; Grundzüge der Elektrotechnik, 2. — **Petersen**: Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Gleichstrom- und Wechselstromtechnik, 1; Grundzüge der Hochspannungstechnik, 1. — **Goldschmidt**: Elektrischer Antrieb von Hebemaschinen und industrielle elektrische Betriebe, 2. — **v. Roeßler**: Mechanische Technologie I, 2, II, 2; Papierprüfung, 1, Übungen, 3; Werkzeugmaschinen: Metallbearbeitung, Übungen, 3, Holzbearbeitung, Übungen, 3; Hüttenmaschinen, 2. — **Lincke**: Maschinenelemente, 6, Konstruktionsübungen, 9. — **Berndt**: Allgemeine Maschinenlehre, 3; Eisenbahnmaschinenbau I, 3, II, 2; Konstruktions-Übungen zu Eisenbahn-Maschinenbau und Gasmotoren, 3; Maschinenbau-Praktikum III, 3. — **Gutermuth**: Pumpmaschinen, 4; Maschinen-Anlagen und ihre Berechnung, 2; Konstruktionsübungen, 6; Maschinenbau-Praktikum I, 3. — **Pfarr**: Regulatoren zu Wasserkraftmaschinen, 1; Fabrikanlagen, 2; Konstruktionsübungen zu Wasserkraftmaschinen, 6; Maschinenbau-Praktikum V, 3; Hydraulik, 2, Übungen, 1. — **Koehler**: Maschinenzeichnen, 1, Übungen, 3; Lasthebemaschinen, 2, Übungen, 3; Förderanlagen für Massengüter, 1; Dampfkessel, 2. —

Staedel: Anorganische Experimentalchemie, 6; Chemisches Praktikum (mit Kolb, D'Ans und Schaeffer), tägl. außer Sonnabend. — **Finger**: Ausgewählte Kapitel aus der Chemie der Alkaloide, 2; Teerfarbstoffe, 4; Praktikum für organische Chemie (mit Schwalbe), tägl. außer Sonnabend; Farbstoff- und Färberei-Praktikum (mit Schwalbe). — **Kolb**: Analytische Chemie I, 2; Methoden der organischen Analyse, 1; Kolloquium über anorganische Chemie, 1. — **Schwalbe**: Organische Experimentalchemie, einschließlich Zellulosechemie und Teerfarbstoffe, 4; Organisch-chemisches Praktikum; Färberei-Praktikum. — **Heyl**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 2, Organischer Teil, Repetitorium, 1; Ausmittelung der Gifte, 1; Pharmakognosie, 1, Übungen, 1. — **Dieffenbach**: Elektrochemie, 2; Chemische Technologie, 2; Metallurgie, 2; Elektrochemisches Kolloquium (mit Neumann), 1 *g*; Chemisches Praktikum für Elektrochemiker (mit Neumann, Moldenhauer und Brodal), tägl. außer Sonnabend; Elektrochemisches Praktikum (mit Neumann, Moldenhauer und Brodal), tägl. außer Sonnabend; Chemisch-technisches Praktikum (mit Neumann und Moldenhauer), tägl. außer Sonnabend. — **Neumann**: Hüttenmännische Probierkunst, mit Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der chemischen Technologie, 1. — **Moldenhauer**: Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Elektrochemie, 1 *g*; Elektrochemische Übungen, 3 *g*; Die Methoden der chemisch-technischen Analyse, 1 *g*. — **Vaubel**: Theoretische Chemie II, 2, Übungen, 3; Stöchiometrische Berechnungen, 1; Die maschinellen Hilfsmittel der chemischen Technik, 1 1/2; Photochemie, 1. —

Graefe: Repetitorium der Elementar-Mathematik, 3, Übungen, 2; Höhere Mathematik, 3, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der höheren Mathematik, 2. — **Horn**: Höhere Mathematik I, einschließlich Elemente der höheren Algebra, 5, Übungen, 3; Variationsrechnung, 3. — **Dingeldey**: Höhere Mathematik I, einschließlich Elemente der höheren Algebra, 6, Übungen, 3, II, 2, Übungen, 1. — **Wiener**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6; Synthetische Geometrie: Elementare und projektive Geometrie in organischer Verbindung, 2—3; Arbeiten im mathematischen Institut (mit Gay), 3. — **Müller**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6; Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der Raumkurven und Flächen, 3. — **Fenner**: Geodäsie, 4; Geodätische Übungen I, 2 Nachmittage; Ausarbeitung der geodätischen Vermessungen A, 4. — **Gasser**: Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, 2; Geodätische Übungen II, 2 Nachmittage; Ausarbeitung der geodätischen Vermessungen B, 2; Astronomische Ortsbestimmung, 1 1/2 *g*. — **Henneberg**: Technische Mechanik, 3, Übungen (mit Graefe), 2; Mechanik I, 6; Ausgewählte Kapitel der Mechanik, 1; Reine Kinematik, 2. —

Technische Hochschule Dresden.

Hallwachs: Experimentalphysik II: Elektrizität II, Optik, 5; Physikalisches Praktikum (mit Toepler) I, 6 oder 3, II, einschließlich Laboratoriumstechnik, für Fortgeschrittene, 9, für größere physikalische Arbeiten, 20. — **Toepler**: Über den Gaszustand: Kinetische Gastheorie, 2. — **Luther**: Geschichte der Photographie, 1 *g*; Photographische Optik in elementarer Darstellung, 1; Photographisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene, 4 oder 8. — **Görges**: Allgemeine Elektrotechnik I, 3; Theorie des Wechselstromes I, 4; Elektrotechnisches Praktikum für Anfänger, 4; Elektro-

technische Übungen für Geübtere, 8; Größere elektrotechnische Spezialarbeiten, 20. — **Kübler**: Elektromaschinenbau I: Elektrotechnische Konstruktionselemente, normale Transformatoren, Dynamos und Motoren, 2, III: Übertragung elektrischer Arbeit auf Fahrzeuge und ortsfeste Anlagen einschließlich der Vorrichtungen für Verteilung und Regelung, 2; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 12 und 4. — **Ulbricht**: Eisenbahnsignalwesen und elektrische Eisenbahneinrichtungen, 3 *g*. — **Brion**: Theorie und Anwendung des magnetischen Kreises, 1. — **Buhle**: Maschinenelemente, 5, Maschinenkonstruieren, 10 und 4; Abriß der Maschinenelemente, 2; Landtransportmittel (ausgewählte Kapitel), 2; Hebe- und Transportmaschinen (Fortsetzung), 2, Maschinenkonstruieren, 10 bzw. 5. — **Fischer**: Allgemeine Maschinenlehre: Kraftmaschinen, 4; Technisches Zeichnen, 4, Skizzieren: Modellaufnahme und Perspektive, Übungen, 4; Appreturmaschinen, 2. — **Hundhausen**: Maschinenfabrikation, mit Demonstrationen, 2; Fabrikanlagen, 2; Entwerfen von Bearbeitungsmaschinen und Fabrikationseinrichtungen, und Übungen, 5; Selbständige Arbeiten in der Maschinenlehrausstellung, 20. — **Lewicki**: Dampfkessel und Überhitzer, 3; Kreiselradmaschinen II: Dampfturbinen, 3; Maschinenkonstruieren, 6; Skizzieren von Maschinenteilen nach dem Gedächtnis, 1 *g*. — **Mollier**: Technische Wärmelehre, 4, Übungen, 1; Kältemaschinen, 2; Übungen im Maschinenlaboratorium für Anfänger, 6, für Fortgeschrittene, 6; Übungen zur Kinematik, 3; Selbständige Arbeiten im Maschinenlaboratorium (mit Nägel), 24. — **Müller**: Allgemeine mechanische Technologie I, 3, Müllerei, 2; Praktikum für die Faserstofftechnik, für Fortgeschrittenere, 20, für Anfänger, 12. — **Nägel**: Dampfmaschinen I, 4; Pumpen und Gebläse, 2; Maschinenkonstruieren, 6. — **Scheit**: Untersuchung von Baumaterialien II, Übungen, 3; Festigkeitslehre, 4; Arbeiten in der Mechanisch-Technischen Versuchsanstalt, 24. —

Hempel: Anorganische Experimentalchemie, 6; Anorganisch-chemisches Praktikum: Qualitative Analyse, 12, Quantitative Analyse, technische Titriermethoden, Gasanalyse, ganztägig, tägl. außer Sonnabend. — **Dietz**: Die chemische Technologie der Mörtel und Zemente, 1; Die chemische Technologie des Glases, 1. — **Foerster**: Physikalische Chemie I, zugleich Einführung in die Elektrochemie, 3; Elektrische Öfen, 1; Praktikum für Elektrochemie, 12, für größere Arbeiten, ganztägig, tägl. außer Sonnabend. — **Lottermoser**: Chemie der Kolloide, 1. — **v. Meyer**: Organisch-technische Chemie: Chemische Technologie der Kohlehydrate, Gärungsgewerbe, Erdöl, ätherische Öle, 3; Geschichte der chemischen Industrie, 1; Organisch-chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend. — **Möhlau**: Chemie und chemische Technologie der organischen Farbstoffe, 5; Praktikum für Farbenchemie, 12; Praktikum für Farbenchemie bezw. für Färbereitechnik, halb- und ganztägig, tägl. außer Sonnabend. — **v. Walther**: Chemie der heterozyklischen Verbindungen: 3-, 4-, 5-, 6gliedrige heterozyklische Ringe einschließlich Pyridin und Chinolin, 2. — **König**: Arzneimittel der organischen Chemie, 2. — **Renk**: Genußmittel und Gebrauchsgegenstände, 1; Gewerbehygiene, 2; Übungen im Untersuchen von Nahrungs- und Genußmitteln, ganztägig, tägl. außer Sonnabend; Praktikum für Nahrungsmittelchemiker, halbtägig, tägl. außer Sonnabend; Hygienisches Praktikum, ganz- oder halbtägig, tägl. außer Sonnabend. — **Thiele**: Erzeugung von Licht, 1. —

Krause: Höhere Mathematik I, 5, Übungen, 2; Einleitung in die Theorie der unendlichen Prozesse, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Ludwig**: Darstellende Geometrie I, 3, Übungen, 4. — **Grübler**: Technische Mechanik II: Statik einschließlich graphischer Statik, 6, Übungen, 2; Graphostatische Übungen, 2. — **Heger**: Abschnitte der elementaren Geometrie, pädagogisch behandelt, 1 *g*. — **Helm**: Höhere Mathematik III, 3, Übungen (mit Naetsch), 1; Analytische Mechanik, 3, Übungen, 1; Versicherungstechnisches Seminar, 1 *g*, Übungen, 2 *g*. — **Naetsch**: Sphärische Trigonometrie, 2; Analytische Geometrie der Kegelschnitte, 3; Ergänzungen zur analytischen Geometrie der Flächen zweiten Grades, 1 *g*. — **Pattenhausen**: Methode der kleinsten Quadrate, 2, Übungen, 1; Höhere Geodäsie, 2, Übungen, 1; Sphärische Astronomie, 2, Übungen, 1; Vorübungen zum Planzeichnen für Vermessungsingenieure: Schriftzeichnen, 2; Planzeichnen II, Übungen, 2 und 4; Skizzieren geodätischer Instrumente, Übungen, 2; Triangulierungsübungen, 4; Katastervermessungsübungen, 2; Geodätisches Praktikum I, 4, II, 4, für Architekten, 4; Größere Terrainaufnahmen, 2 Wochen. —

Universität Erlangen.

Wiedemann: Experimentalphysik II: Wärme, Akustik, Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 2; Physikalisches Halbpraktikum, 20; Physikalisches Vollpraktikum, 44. — **Reiger**: Elastizität, Hydrodynamik und Akustik, 2; Optik, 2; Übungen zur theoretischen Physik, 1 *g*. —

Fischer: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen im Chemischen Laboratorium (mit Busch), tägl. außer Sonnabend; Praktikum für Mediziner (mit Gutbier), 4. — **Paal**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 3; Ausmittelung von Giften, 1; Ausgewählte Kapitel der physiologisch-chemischen Analyse, 1; Chemisches Praktikum, tägl.; Pharmazeutisch-chemisches Halbpraktikum, 16 und 20; Physiologisch-chemisches Praktikum: Harnanalyse usw., 3; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungs- und Genußmittel, tägl. — **Busch**: Qualitative und quantitative chemische Analyse II: Metalloide, 2; Chemische Technologie: Organische Industrie, mit Exkursionen, 2. — **Henrich**: Geschichte der Chemie (ausgewählte Kapitel), 1; Kolloquium über organische Chemie, 2; Darstellung organischer Präparate auf elektrochemischem Wege, 2; Anleitung zur Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten, tägl. *g*. — **Gutbier**: Chemisches Seminar, 2; Übungen in Experimentalvorträgen für Lehramtskandidaten, 1 *g*; Photographie, 1; Photographische Exkursionen, 1 Vormittag *g*. — **Jordis**: Über Patentwesen, 1; Über Kolloide, 1; Elektrochemisches Praktikum, für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, 20 und 40. —

Gordan: Analytische Geometrie des Raumes, 4; Algebra, 4; Mathematisch-physikalisches Seminar, 3 *g*. — **Noether**: Differential- und Integralrechnung II, 4; Analytische Mechanik, 4; Analytische Übungen (mit Hilb), *g*. — **Hilb**: Synthetische Geometrie, 4; Nichteuklidische Geometrie, 2; Geometrische Übungen, *g*. —

Physikalischer Verein Frankfurt a. M.

Wachsmuth: Elektrizitätslehre II, 1; Spektralanalyse, 1; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2; Kleines physikalisches Praktikum für Anfänger, 8; Großes physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. — **Linke**: Luftelektrizität und verwandte Erscheinungen, 1; Meteorologisch-aeronautisches Kolloquium, 1. — **Déguisne**: Die elektrische Kraftübertragung, 1; Kleines elektrotechnisches Praktikum für Anfänger, 8; Großes elektrotechnisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. — **Seddig**: Die Prinzipien optischer Instrumente mit Demonstrationen, 1. —

Freund: Organische Experimentalchemie: Benzolderivate, mit spezieller Berücksichtigung der Technologie, 2; Chemisches Kolloquium über neuere chemische Literatur, 14tägig, 2; Kleines chemisches Praktikum: Darstellung chemischer Präparate, Einführung in die qualitative und quantitative Analyse, Nahrungsmittelanalyse, 8; Großes chemisches Praktikum, tägl. — **Mayer**: Chemie und Technologie der Teerstoffe, 2; Synthetische Methoden der organischen Chemie, 2. — **Becker**: Angewandte Chemie und Bakteriologie in Industrie, Handel und Gewerbe; Chemisch-technische Warenkunde, 2, Besichtigung technisch interessanter Anstalten, 1 Nachmittag; Kleines chemisches Praktikum, 5. —

Brendel: Geographische Orts- und Zeitbestimmung, 2; Besprechung ausgewählter Probleme der angewandten höheren Analysis: Differentialgleichungen der Mechanik u. a., für Vorgeschrittene, 2; Übungen auf der Sternwarte; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2. —

Universität Freiburg i. Br.

Himstedt: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrizität, Optik, Elektrooptik, 5; Übungen aus der theoretischen Physik, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum (mit Königsberger), 3 und 6; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Königsberger**: Theoretische Physik mit Seminar: Physikalische Mechanik, Hydrodynamik, Aerodynamik, 3; Elektronentheorie der festen und flüssigen Körper, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Meyer**: Physikalische Chemie, 2; Radioaktivität, 1; Theorie der elektromotorischen Kräfte, 1; Photographie mit praktischen Übungen und Demonstrationen (mit Trautz), 2; Physikalisch-

chemisches Übungspraktikum, 1 Vormittag; Selbständige physikalisch-chemische Arbeiten. — **Reinganum**: Anwendung Fourierscher Reihen und Integrale in der Physik, 2. — **Trautz**: Photochemie I: Theorie der Wärmestrahlung, 3. —

Gattermann: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum (mit Willgerodt), tägl. außer Sonnabend; Übungen im Experimentieren und Vortragen für künftige Lehrer der Chemie, 2 *g*; Chemisches Kolloquium, 1 *g*. — **Willgerodt**: Anorganische Experimentalchemie, 5; Organische Technologie mit Exkursionen, 2. — **Edinger**: Einführung in die organischen Arbeitsmethoden, 2. — **Fromm**: Hydroaromatische Verbindungen: Terpene und Kampfer, 2; Repetitorium der organischen Chemie für Mediziner, 2 und 1, Repetition, 1. — **Meigen**: Quantitative Analyse II, 1; Gasanalytisches Praktikum, 2. — **Riesenfeld**: Qualitative Analyse (mit Berücksichtigung der Spektral- und Mikroanalyse), 3; Ionenlehre, 1. —

Lüroth: Elliptische Funktionen, 5; Trigonometrie, 2. — **Stickelberger**: Integralrechnung, 5, Übungen; Infinitesimalgeometrie, 3. — **Loewy**: Theorie der algebraischen Gleichungen, 4; Über die Grundlagen der Geometrie, 2; Versicherungstechnik, 2. — **Seith**: Kegelschnitte in elementargeometrischer Darstellung, 2. —

Universität Gießen.

König: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, $4^1/_2$, Mathematische Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum für Mathematiker und Naturwissenschaftler, 6, für Chemiker, Mediziner und Pharmazeuten, 3; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Fromme), 2 *g*. — **Fromme**: Thermodynamik, 4; Niedere Geodäsie, 3, Übungen, 1 Nachmittag. — **Schmidt**: Elektrische Schwingungen, 2. — **Noack**: Physikalisches Praktikum für Handfertigkeit mit Experimentierübungen, 3. — **Uller**: Theorie der Elastizität und Viskosität, 2. —

Naumann: Organische Experimentalchemie, $5^1/_4$; Physikalische Chemie: Molekül, Atomgewichtszahlen, Gasgesetze, Massenwirkungsgesetz, mit Anwendungen auf technische Chemie und Übungen in Berechnungen, $1^3/_4$; Praktische Übungen und Untersuchungen im chemischen Laboratorium (mit Keller), tägl.; Chemische Übungen für Mediziner, tägl. — **Moeser**: Analytische Chemie I: Qualitative Analyse, 2. — **Keller**: Pharmazeutisch-chemische Präparate, anorganischer Teil, 2; Neuere Arzneimittel, 1. — **v. Liebig**: Chemie der Pflanzenstoffe III: Aromatische Reihe, Pflanzenfarbstoffe und Alkaloide, 1; Grundanschauungen der Chemie in ihrer geschichtlichen Entwicklung, 1 *g*. — **Beschke**: Die Chemie der zyklischen und hydrozyklischen Verbindungen, 2; Die physikalisch-chemischen Methoden in der organischen Chemie, 1. — **Elbs**: Chemisches Praktikum, tägl., für Landwirte, tägl. außer Sonnabend; Elektrochemisches Praktikum, tägl.; Chemische Übungen für Mediziner (mit Brand), 5; Chemisches Kolloquium, $1^1/_2$ *g*; Anorganische Experimentalchemie, $5^1/_4$. — **Brand**: Chemische Technologie II: Technologie der organischen Stoffe mit Exkursionen, 2. —

Pasch: Die elementaren Transzendenten, 2; Höhere Kurven, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 1. — **Netto**: Elemente der Algebra, 4; Funktionentheorie, 3; Übungen des mathematischen Seminars, 1. — **Graßmann**: Festigkeitslehre, 4; Analytische Geometrie der Ebene, 4, Übungen, 1. —

Universität Göttingen.

Riecke: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik und Optik, 3; Praktische Übungen (mit Voigt, Simon, Bestelmeyer, Krüger, Madelung und Busch), 4; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. außer Sonnabend; im Seminar: Ausgewählte Probleme der Wärmelehre, 1 *g*. — **Voigt**: Thermodynamik, 4; im Seminar: Ausgewählte Probleme der Mechanik, 2 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. außer Sonnabend. — **Wiechert**: Potentialtheorie, 4; Vermessungswesen I: Feldmessung, mit Übungen, 4; Erdbeben, 1 *g*; Geophysikalisches Praktikum; im Seminar: Fragen der Geonomie (Geodäsie und Geophysik), 1. — **Prandtl**: Maschinentechnik, 1 *g*; Wissenschaftliche Grundlagen der Luftschiffahrt, 2; Mechanikpraktikum für Anfänger, 3; Thermodynamisches Praktikum, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der Mechanik und Wärmelehre, tägl. außer Sonnabend. — **Simon**: Das energetische Weltbild, 1 *g*; Wirkungsweise und Bau der Dynamomaschinen, 2; Elektrotechnisches Praktikum, 3; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen auf dem Gebiete der angewandten Elektrizität, tägl.; im Seminar (mit Abraham): Anwendungen der Maxwellschen Theorie, 2 *g*. — **Abraham**: Elektrodynamik bewegter Körper, 2 *g*. — **Bestelmeyer**: Theorie der Ballonführung, 1 *g*; Praktikum der Elektronik und Radioaktivität, 4. — **Krüger**: Kinetische Gastheorie, 2; Übungen in der Selbstanfertigung und Handhabung von Demonstrationsapparaten, 3. —

Wallach: Allgemeine Chemie II: Organische Experimentalchemie, 5; Chemische Übungen im Laboratorium (mit Polstorff, Kötz, Borsche), tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, 4 Nachmittage; Besprechung wissenschaftlicher Arbeiten Fortgeschrittener, tägl. *g*. — **Tammann**: Elektrochemie, 3; Physikalisch-chemisches Praktikum für Anfänger (mit Levin), halbtägig; Physikalisch-chemische Arbeiten, ganz- und halbtägig; Kolloquium, 1 *g*. — **Polstorff**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 4; Gerichtlich-chemische Analyse, 2; Chemisches Kolloquium für Pharmazeuten, 1 *g*. — **Fischer**: Chemische Technologie, mit Exkursionen, 2; Technologie und Unfallverhütung in Fabriken, mit Exkursionen, 1; Chemisch-technologische Übungen, *g*. — **Zsigmondy**: Über Komplexsalze und ihre Theorie, 1; Reversible Kolloide mit besonderer Berücksichtigung der organischen, 1; Praktikum der anorganischen Chemie für Vorgeschrittene, ganz- und halbtägig; Praktikum der Kolloidchemie, 2. — **Kötz**: Einführung in die Chemie, 3; Prinzipien und Theorien analytischer und anorganischer Prozesse, 1; Die vergleichende Chemie in ihrer Bedeutung für Lehre und Forschung, 1; Seminaristische Übungen in Chemie, *g*; Repetitorium der Chemie, 1. — **Coehn**: Photochemie und Spektralanalyse, mit Demonstrationen, 1; Elektroanalytische und elektropräparative Übungen, 3. — **v. Braun**: Über die wichtigeren organischen Verbindungen des Stickstoffs, 2; Besprechung neuerer Arbeiten, 1. — **Borsche**: Chemie der hydroaromatischen Verbindungen: Terpene und Kampfer, 2; Organisch-chemisches Repetitorium für Fortgeschrittene, 1; Färbereichemische Übungen, 3. — **Ruer**: Metallographie, 1. — **Levin**: Thermochemie, 1. —

Klein: Mechanik der Kontinua, 4; im Seminar: Fragen der Elastizitäts- und Festigkeitslehre (mit Prandtl und Runge), 2. — **Hilbert**: Zahlentheorie, 4; Ausgewählte Fragen aus der Funktionentheorie, 2; im Seminar: Ausgewählte Probleme der Mathematik (mit Landau), 2. — **Schwarzschild**: Höhere Himmelsmechanik, 3; Populäre Astronomie I, 1 *g*; Astrophysikalisches Praktikum, 3. — **Runge**: Theorie der Differentialgleichungen mit Übungen, 6. — **Landau**: Unendliche Reihen, 4; Über die Verteilung der Primzahlen, 4. — **Ambronn**: Geographische Ortsbestimmungen, 2; Astronomische Übungen, 4—5; Astronomische Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. — **Zermelo**: Differential- und Integralrechnung I, 4; Mathematische Übungen für Anfänger (mit Toeplitz), 2. — **Koebe**: Zentralperspektive und Anwendungen derselben, 2; Elementarmathematik vom höheren Standpunkte aus, 4. — **Toeplitz**: Analytische Geometrie, 4. — **Bernstein**: Einführung in die Theorie der Integralgleichungen, 2; Versicherungsmathematik, 2. — **Müller**: Übungen zur Mechanik der Kontinua (Hydrodynamik und Elastizität), 2. —

Universität Graz.

Pfaundler: Experimentalphysik II, 5; Physikalische Übungen I, 6 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene (mit Benndorf), tägl. außer Sonnabend, *g*. — **Benndorf**: Physikalische Übungen II, 8 *g*; Einführung in die Vektorenrechnung, 2; Über Kollektivmaßlehre und ihre Anwendungen auf meteorologische Probleme, 1; Übungen im physikalischen Rechnen, 2. — **Streintz**: Die Maße der Elektrizität, 2 *g*. — **Waßmuth**: Theoretische Optik, 5; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 3 *g*. —

Scholl: Organische Experimentalchemie, 5; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. außer Sonnabend, für Vorgeschrittene, tägl.; Chemisches Praktikum für Mediziner, 4. — **Schrötter**: Chemie der Methanderivate I, 3. — **Kremann**: Physikalische Chemie II, 2; Maßanalyse, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen auf dem Gebiete der physikalischen Chemie, tägl. — **v. Hemmelmayr**: Ausgewählte Kapitel aus der chemischen Technologie organischer Stoffe, 2. —

v. Dantscher: Einleitung in die Analysis (Fortsetzung),

5; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Daublebsky v. Sterneck**: Zahlentheorie, 4; Ausgewählte Kapitel der Integralrechnung (Fortsetzung), 1; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Streißler**: Darstellende Geometrie IV, 3. — **Hillebrand**: Sphärische Astronomie, 2; Praktische Astronomie, 3. —

Technische Hochschule Graz.

v. Ettingshausen: Physik, 5; Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Übungen, 8. — **Streints**: Wärmelehre, 3; Der Bleiakkumulator und das Akkumulatorproblem, 1½. — **Bartl**: Theoretische Maschinenlehre I, 2; Allgemeine Maschinenkunde IIb, 1½; Maschinenbau IIc, 1½. — **Iberer**: Allgemeine Maschinenkunde IIa, 2; Technisches Zeichnen: Maschinenzeichnen, 4. — **Bendl**: Maschinenbau Ia, 4, Übungen, 8, IIa, 3, Übungen, 9½, IIb, 1½, Übungen, 15. — **Sanzin**: Ausgewählte Kapitel aus dem Eisenbahn-Maschinenwesen, 2. —

Emich: Organische Chemie II, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im chemischen Laboratorium. — **Andreasch**: Qualitative chemische Analyse, 2, Laboratoriums-Unterricht und Übungen, 16; Chemische Technologie der organischen Stoffe, 4, Laboratoriums-Unterricht und Übungen, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der organischen Chemie und der chemischen Technologie organischer Stoffe, 20. — **B. Reinitzer**: Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der chemischen Maßanalyse, 20; Chemische Technologie der anorganischen Stoffe, 4; Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der Darstellung anorganisch-chemischer Präparate, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der anorganischen Chemie und der chemischen Technologie anorganischer Stoffe. — **v. Hemmelmayr**: Organisch-chemische Analysen-Methoden, 2. — **Krausz**: Mechanische Technologie I, 2, II, 2, III, 2; Mechanische Schutzmittel gegen Unfälle, 2. — **F. Reinitzer**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 3, Übungen, 4. —

Hočevar: Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Stelzel**: Elemente der höheren Mathematik, 4. — **Peithner v. Lichtenfels**: Mathematik II, 4, Übungen, 2. — **Schüßler**: Darstellende Geometrie, 3, Übungen, 6; Seminarübungen, 2; Projektive Geometrie I, 2, Übungen, 1. — **Wittenbauer**: Allgemeine Mechanik, einschließlich der Elemente der graphischen Statik II, 4, Übungen, 3 und 2; Technische Mechanik II, 3. — **Klingatsch**: Niedere Geodäsie II, 4; Sphärische Astronomie, 2; Praktische Meßübungen; Katasterwesen und Meßgesetze, 3; Situationszeichnen, 4. —

Universität Greifswald.

Mie: Theorie der Wärme, 4, Übungen, 1 *g*; Physikalische Übungen, 6; Leitung selbständiger physikalischer Untersuchungen, tägl.; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (mit Starke), 14tägig, 2 *g*; Physikalische Experimentierübungen I: Handfertigkeitsübungen (mit Herweg), 2. — **Holtz**: Galvanische und Induktions-Elektrizität, mit Experimenten, 1; Physik der Erde und der Gewässer, mit Experimenten, 1 *g*. — **Starke**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4, Mathematische Ergänzungen, 1 *g*; Physikalisches Praktikum für Mediziner und Pharmazeuten, 2. — **Schreber**: Physikalische Experimentierübungen II: Demonstrationsübungen, 2; Moderne Beförderungsmittel: Eisenbahn, Automobil, Luftschiff, 1. — **Herweg**: Experimentelle Optik, 2 *g*; Über Entladung in Gasen, mit Experimenten, 1. —

Auwers: Anorganische Experimentalchemie, 6; Chemisches Praktikum für Pharmazeuten und Nahrungsmittelchemiker (mit Scholtz), tägl. außer Sonnabend, für Mediziner (mit Strecker), 3½, Erläuterungen, ½ *g*. — **Scholtz**: Pharmazeutische Chemie: Organischer Teil, 3; Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Sterilisationskursus für Pharmazeuten, 2; Pharmazeutisches Kolloquium, 1 *g*. — **Roth**: Elektrochemie, mit Experimenten, 2; Physikalisch-chemisches Praktikum, 3½—4; Physikalisch-chemisches Kolloquium, 1 *g*. — **Posner**: Chemie der Benzolderivate, 2; Theorie und Praxis der Photographie, mit praktischen Übungen, 3, Exkursionen, *g*. — **Strecker**: Gewichtsanalyse, 2; Titrieranalyse, 1; Gasanalytisches Praktikum, 3. —

Thomé: Differential- und Integralrechnung II, 4; Theorie und Anwendung der Determinanten, 2 *g*; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Engel**: Funktionentheorie (Fortsetzung), 4; Algebra, 4; Invariantentheorie, 2 *g*; Mathematisches Seminar, 1½ *g*. — **Vahlen**: Mechanik II, 4, Übungen, 1 *g*; Darstellende Geometrie? *g*. —

Universität Halle.

Dorn: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Licht, 4; Physikalisches Laboratorium: a) Übungspraktikum, 6, b) Halbpraktikum, 3, c) Arbeiten von Geübten, tägl.; Mechanische Theorie der Wärme, 2 *g*. — **Schmidt**: Theoretische Optik, 4; Physik der elektrischen Schwingungen, nebst Übungen, 2 *g*; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. —

Vorländer: Allgemeine Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, in der anorganischen und analytischen Abteilung (mit Tubandt), in der pharmazeutischen Abteilung (mit Schulze), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Schulze), 4; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1 *g*. — **Schulze**: Darstellung und Prüfung der Arzneimittel I, 2; Die chemische Untersuchung der Drogen und galenischen Präparate, 1 *g*. — **Baumert**: Praktische Übungen im Laboratorium für Nahrungsmittelchemie, tägl. außer Sonnabend; Die wichtigsten Lebensmittel und deren Verfälschungen, 1 *g*. — **Erdmann**: Praktische Übungen im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. außer Sonnabend; Praktischer Kursus in der Gasanalyse, technischen Analyse und in der Elektrochemie, 4; Technische Chemie I, unter besonderer Berücksichtigung der chemischen Industrie, 2 *g*. — **Tubandt**: Elektrochemie I: Theorie, 1; Analytische Chemie, 2. —

Cantor: Differential- und Integralrechnung, 5; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Wangerin**: Analytische Mechanik, 4; Elliptische Funktionen, 4; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*; Konforme Abbildung, 1 *g*. — **Gutzmer**: Theorie und Anwendung der Determinanten, 4; Zahlentheorie, 4; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Eberhard**: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Bestimmte Integrale und Gammafunktionen, 2; Mathematisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Buchholz**: Wahrscheinlichkeitsrechnung und Theorie der Ausgleichung der Beobachtungsfehler: Methode der kleinsten Quadrate, 2; Praktische Übungen in geographischer Ortsbestimmung mit Theodoliten und Sextanten, 2 *g*. —

Technische Hochschule Hannover.

Precht: Experimentalphysik: Elektrizität und Magnetismus, 4; Mechanische Wärmetheorie, 2; Arbeiten im Laboratorium der Physik, 4. — **Valentiner**: Photographie, 2; Grundzüge der Spektralanalyse, 2. — **Kohlrausch**: Grundzüge der Elektrotechnik, 2; Theoretische Elektrotechnik, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Beckmann, Meyer, Riddervold und Brückmann), 8, II, III für Maschineningenieure, 8. — **Heim**: Elektrische Anlagen II, 3, Übungen, 2; Entwerfen von Dynamomaschinen und Transformatoren, 3, Übungen, 2; Elektrische Bahnen, 2; Elektrische Kraftübertragung, 2. — **Bodenstein**: Grundzüge der technischen Elektrochemie, 2; Elektrolytische Übungen, 4. — **Beckmann**: Praktische Elektrotechnik für Anfänger I, 1; Elektrotechnische Meßkunde I, 1, 2, II, 1; Asynchronmotoren, 1 *g*. — **Fischer**: Werkzeugmaschinen (mit Walther), 3, Übungen, 4; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiet der Maschinenfabrikation, 2. — **Riehn**: Bau und Theorie der Kraftmaschinen (mit Engelbrecht, Keidel und Breuer), 6, Übungen, 8; Übungen im Entwerfen von Kraft- und Hebemaschinen (mit Engelbrecht), 4; Schiffbau, 3, Übungen, 4. — **Frank**: Eisenbahnmaschinenbau (mit Ryssel und Ahlf), 3, Übungen, 4; Kraftwagenbau, 2. — **Frese**: Maschinen-Ingenieur-Laboratorium I (mit Aschof, Pfeffer, Kropp und Havliza), 1, Übungen, 8, II, Übungen, 8; Theoretische Maschinenlehre (mit Pfeffer), 4. — **Troske**: Grundzüge des Maschinenbaues (mit Regula), 3, Übungen, 4; Grundzüge des Eisenbahnmaschinenbaues, 2; Übungen im Entwerfen von Fabrikanlagen und Eisenbahnhauptwerkstätten, 3. — **Klein**: Allgemeine Maschinenlehre II (mit Pohlmann), 3; Maschinenzeichnen (mit Willkomm, Regula und Pfeffer), 4; Hebezeuge und Pumpen (mit Regula und Pohlmann), Übungen, 4; Wasserhaltungs-, Förder- und Gebläsemaschinen, 3; Ausgewählte Kapitel aus Hebezeugen und Pumpen, 1. — **Weber**: Mechanik I (mit Bock), 4, Seminarübung, 1; Ausgewählte Kapitel der Technischen Mechanik (mit Bock), 2,

Übung, 1. — **Nachtweh**: Allgemeine mechanische Technologie (mit Walther), 4; Bautechnologie (mit Willkomm), 3; Technologie der Faserstoffe (mit Willkomm), 2; Fabrikationszweige der Faserstoff-Industrie (mit Willkomm), 3; Technologisches Praktikum mit besonderer Berücksichtigung der Faserstoff-Industrie (mit Willkomm), 3; Landwirtschaftliche Maschinenlehre, 4. — **N. N.**: Maschinenelemente (mit Ryssel und Ahlf), 4, Übungen, 7; Bau der Verbrennungsmotoren, 3. — **Willkomm**: Die Erzeugnisse der Faserstoff-Industrie und ihre Kennzeichen, 2. —

Seubert: Grundzüge der Chemie, 6; Arbeiten im Laboratorium der anorganischen Chemie (mit Eschweiler, Hochhut und Lambrecht), tägl. außer Sonnabend. — **Eschweiler**: Maßanalyse, 2. — **Behrend**: Physikalische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium der organischen Chemie (mit Grohmann), tägl. außer Sonnabend. — **Jänecke**: Metallographie, 1. — **Ost**: Chemische Technologie II, 3; Farbstoffe und Färberei, 2; Übungen in der Elektroanalyse (mit Schliemann), 6; Arbeiten im Laboratorium der technischen Chemie (mit Schliemann), tägl. außer Sonnabend. — **Keppeler**: Keramische Untersuchungsmethoden, zugleich Einführung in das keramische Praktikum, 1. — **Laves**: Grundzüge der physikalischen Chemie, 2. —

Kiepert: Höhere Mathematik II, 5, Übungen, 1, Repetition, 1; Theorie und Anwendung der Differentialgleichungen, 3; Ausgewählte Kapitel der Mathematik: Geometrie der Lage, 4. — **N. N.**: Höhere Mathematik I A, 6, Übungen, 2, II, 3, Übungen, 1. — **Wieghardt**: Grundzüge der höheren Mathematik, 3, Übung, 1; Ausgewählte Kapitel der Elastizitätslehre, 1; Allgemeine Entwicklungen über das Prinzip der virtuellen Verrückungen und das Prinzip der kleinsten Formänderungsarbeit, 1. — **Rodenberg**: Darstellende Geometrie (mit Richter und Pabst), 3, Übungen, 6, I, 3, Übungen, 6. — **Oertel**: Grundzüge der praktischen Geometrie (mit Petzold), 2, Übungen, 3; Praktische Geometrie, Planzeichnen (mit Petzold), 4; Geodäsie I: Praktische Geometrie (mit Petzold), 2, Übungen, 6; Grundzüge der astronomischen Ortsbestimmung (mit Petzold), mit Übungen, 2. — **Petzold**: Sphärische Trigonometrie mit Anwendungen auf die Geodäsie und die Grundzüge der sphärischen Astronomie, 1. —

Universität Heidelberg.

Lenard: Experimentalphysik: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 4; Physikalisches Praktikum (mit Becker), 6; Übungen und wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener, 35; Physikalisches Kolloquium und Seminar, 1 *g*. — **Pockels**: Theoretische Optik, 4, Übungen, 1 *g*; Grundzüge der Elektronentheorie, 1. — **Becker**: Radioaktivität, 1. — **Ebler**: Einführung in das Studium der Radioaktivität, 1; Spektroskopie II: Ausgewählte Kapitel aus der Photochemie, 1. — **Kopff**: Theorie der atmosphärischen Strahlenbrechung, 1. — **Schmidt**: Einführung in die Photographie und photographisches Praktikum, 2—4. —

Curtius: Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Chemisches Praktikum für Anfänger und Geübtere, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, 4; Chemisches Praktikum' für Mediziner, 4; Chemisches Anfänger-Praktikum für Mediziner, 4. — **Brühl**: Anorganische Chemie, 6; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend. — **Jannasch**: Titrier-Analyse, 2; Ausmittelung der Gifte, 1; Gasanalytisches Praktikum (mit Franzen), 3; Chemisches Praktikum zur Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, 4. — **Knoevenagel**: Chemische Technologie, anorganische Prozesse, mit Ausflügen, 2; Praktische Anwendung organischer Farbstoffe in der Färberei und Druckerei der Textilfasern. — **Bredig**: Physikalische Chemie II, 3; Angewandte Elektrochemie, 1; Theoretische Übungen in physikalischer Chemie: a) für Anfänger, 1 *g*, b) für Vorgeschrittene, 14 tägig, $1^1/_2$ *g*; Praktische Einführung in die physikalische Chemie und Elektrochemie, 4—6 Wochen. — **Krafft**: Anorganische Chemie, 4; Praktisch-chemische Arbeiten und Übungen im Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Anfänger. — **Dittrich**: Quantitative Analyse durch Elektroanalyse, mit Übungen, 1; Chemisches Praktikum für Anfänger, sowie für Vorgeschrittene, tägl. außer Sonnabend; Neuere Methoden der Mineral- und Gesteinsanalyse, 1. — — **Stollé**: Qualitative Analyse, 2; Pharmazeutische Chemie I: Anorganischer Teil, 2; Analytische Methoden der organischen Chemie, 1. — **Mohr**: Pyridinderivate und Alkaloide, 1. — **Darapsky**: Heterozyklische Verbindungen, 1; Repetitorium der anorganischen Chemie, 2. — **Franzen**: Gasanalyse und Gasvolumetrie, 1; Praktische Einführung in die Bakteriologie und Gärungschemie. — **Muckermann**: Pharmazeutisch-chemische Präparatenkunde, 2; Über neuere Arzneimittel, 1. —

Koenigsberger: Differential- und Integralrechnung, 4; Funktionentheorie, 4; Mathematisches Unter- und Oberseminar, 2. — **Valentiner**: Sphärische Astronomie, 3. — **Wolf**: Elemente der Meteorologie, 2 *g*; Elementare Kapitel der Fixsternastronomie, 1 *g*. — **Cantor**: Bestimmte Integrale zwischen reellen Grenzen, 4; Politische Arithmetik, 2. — **Koehler**: Analytische Geometrie der Ebene, 3; Synthetische Theorie der Flächen zweiter Ordnung, 1. — **Boehm**: Elementarmathematik I: Grundfragen der Arithmetik, Algebra und Analysis, 4; Einführung in die Gruppentheorie, 1. — **Bopp**: Integration partieller Differentialgleichungen, 2. —

Universität Innsbruck.

Tumlirz: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus II, 5; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 2 *g*. — **Czermak**: Die Polarisation des Lichtes, 1; Praktische Übungen für Vorgeschrittene, tägl. *g*. — **v. Lerch**: Experimentalphysik II, 5; Praktische Übungen für Mediziner, 2 *g*. — **Tollinger**: Ausgewählte Partien aus der Physik des Bodens, 2. — **Hammerl**: Elektrotechnik II: Über ein- und mehrphasige Wechselstrom-Maschinen und Motoren, 2. —

Brunner: Allgemeine Chemie II: Organische Chemie, 5; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend, Theoretische Anleitungen, 1 *g*; Chemische Übungen für Mediziner, 6. — **Hopfgartner**: Pharmazeutische Chemie, 5. — **Zehenter**: Über Teerfarbstoffe, 2. —

Gmeiner: Arithmetik, 3; Differentialgleichungen, 2; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*. — **Zindler**: Anwendungen der Differentialrechnung und der Integralrechnung auf Geometrie und Bewegungslehre (Fortsetzung: Flächentheorie), 2; Ausgewählte Abschnitte der Liniengeometrie, mit Übungen des mathematischen Seminars, 4; Mathematisches Seminar für Anfänger (Fortsetzung): Einführung in die Integralrechnung, 1 *g*. — **Menger**: Darstellende Geometrie der krummen Linien und Flächen, 4, Konstruktionsübungen. —

Universität Jena.

Winkelmann: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Optik, 5; Physikalisches Praktikum, für Physiker, 6, für Chemiker und Pharmazeuten, 4, für Mediziner (mit Baedeker); Physikalische Spezialuntersuchungen (mit Straubel und Baedeker). — **Auerbach**: Wärmetheorie: Thermodynamik, 4; Theorie der Schwingungen, Wellen und Strahlen, mit Anwendungen und Beispielen, 2; Die wissenschaftlichen Grundlagen der Musik, mit Demonstrationen und Experimenten, $1^1/_2$. — **Straubel**: Interferenz und Beugung, 1. — **N.N.**: Technische Mechanik I: Elektrizitäts- und Festigkeitslehre, 4. — **Baedeker**: Das absolute Maßsystem, 1; Spezielle Probleme der Elektrizitätslehre: Leitung, Thermoelektrizität, galvanomagnetische Erscheinungen, Pyroelektrizität usw., 1. —

Knorr: Allgemeine Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Wolff), tägl., für Mediziner, 6 und 3; Praktikum in der organischen Abteilung und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rabe und Fecht), tägl. — **Wolff**: Maßanalyse, 2; Elektrolyse und elektrolytisches Praktikum, 2. — **Immendorff**: Grundzüge der anorganischen und organischen Chemie (Experimentalchemie), 5; Über Moor und Moorkultur, 1; Großes und kleines Praktikum für Landwirte, tägl.; Agrikulturchemisches Seminar für Fortgeschrittenere, 14 tägig, 2 *g*. — **Vongerichten**: Chemische Technologie, anorganischer Teil, 2; Technisch-chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig, für Nationalökonomen, 4; Chemische Technologie für Juristen, 1 *g*. — **Matthes**: Pharmazeutische Chemie II: Organische Chemie, 2; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum: Darstellung und Untersuchung pharmazeutischer Präparate, Ausmittelung der Gifte, 15; Praktische Übungen in der Sterilisierung der Arznei- und Verbandmittel, 3; Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, theoretischer und praktischer Kursus, tägl.

außer Sonnabend. — **Rabe**: Chemie der aromatischen und hydroaromatischen Verbindungen, 2; Besprechung neuerer chemischer Arbeiten (mit Fecht), 1 *g*. — **Gänge**: Praktische Übungen und Demonstrationen über Spektralanalyse, Mikroskopie und Polarisation des Lichtes zum Zwecke chemischer Untersuchungen, 2. — **Marc**: Thermochemie und thermochemische Meßmethoden, verbunden mit praktischen Übungen, 1. — **Fecht**: Chemie über Fette, Kohlehydrate und Eiweißstoffe, 1. —

Thomae: Infinitesimalgeometrie mit besonderer Rücksicht auf algebraische Kurven, 5. — **Haußner**: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Proseminar, 2 *g*; Rektifikation und Teilung des Kreises, 2; Theorie und Anwendung der Determinanten, 2; Differential- und Integralrechnung I, mit Übungen, 5; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Frege**: Analytische Mechanik II, 4. — **Knopf**: Zeit- und Ortsbestimmung mit praktischen Übungen auf der Sternwarte, 4; Geodäsie mit praktischen Übungen, 2; Astronomisches Kolloquium, 2 *g*. —

Technische Hochschule Karlsruhe.

Lehmann: Experimentalphysik, 4, Ergänzende Demonstrationen, 2; Physikalisches Laboratorium (mit Sieveking), 6. — **Sieveking**: Einführung in die mathematische Physik, 3; Repetitorium der Physik, 1; Optik für Chemiker, 2; Elektronentheorie, 1. — **Arnold**: Dynamobau I: Allgemeiner Teil und Gleichstrommaschinen, 2, II: Synchrone und asynchrone Wechselstrommaschinen, 2; Elektrische Kraftwerke und Kraftübertragungen, 2; Übungen im Konstruieren elektrischer Maschinen und Apparate, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Schleiermacher), 9, II, 8; Exkursionen zur Besichtigung elektrischer Anlagen. — **Schleiermacher**: Grundlagen der Elektrotechnik und Meßkunde, 2; Theoretische Elektrizitätslehre, 4. — **Teichmüller**: Allgemeine Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Seminar, 2; Elektrische Leitungen und Verteilung elektrischer Energie, 2, Übungen, 2; Elektrische Beleuchtung, 2; Exkursionen zur Besichtigung elektrischer Anlagen. — **Bragstad**: Theorie des Wechselstroms, 2, Übungen, 2; Elektrische Bahnen, 2, Übungen, 2; Wechselstromkommutatoren, 1, Übungen, 2. — **Hausrath**: Drahtlose Telegraphie, 1; Der elektrische Lichtbogen und seine Anwendungen, 1. — **Schmidt**: Photographisches Praktikum, mit Vorträgen über die Theorie der Photographie, ferner Darstellung lichtempfindlicher Präparate, 4, Exkursionen, 1 Nachmittag. — **Benoit**: Pumpen, 2; Hebemaschinen I, 4; Entwerfen von Hebemaschinen, 6; Entwerfen von Hebemaschinen und Pumpen, 6. — **Bonte**: Maschinenelemente, 3; Maschinen, elementare Übungen, 8 und 4; Gebläse, 3; Gasmaschinen, 2. — **Brauer**: Festigkeitslehre nebst Übungen und Kolloquium, 2, Übungen, 4; Hydraulik, 3; Kinematik: Getriebelehre, 2; Mechanisches Laboratorium, 3. — **Graßmann**: Dampfmaschinen und Kessel II, 4; Entwerfen von Dampfmaschinen und Kesseln, 6; Maschinenanlagen, 2, Übungen, 6. — **Lindner**: Maschinenkunde, 3; Werkzeugmaschinen und Einrichtung der Maschinenfabriken, 2, Übungen, 3; Berg- und Hüttentechnik, 2; Technisches Zeichnen für Chemiker, 2; Technologische Exkursionen. — **Pfützner**: Heizung und Lüftung II: Theoretischer Teil, 2, Übungen, 2. — **Tolle**: Maschinenzeichnen, 1, Übungen, 4; Technische Mechanik I und II, 4, III, 2; Regulatoren für Kraftmaschinen, 2. — **Schultheiß**: Geschichte und Wesen der Witterungsvoraussage, 1. —

Engler: Organische Experimentalchemie, 4; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1; Theoretische Chemie: Stereochemie, 1; Chemisches Laboratorium, 5 Tage. — **Bunte**: Chemische Technologie I, 2, II, 2; Übungen in der technischen Analyse (mit Eitner), 4 und 3; Arbeiten im chemisch-technischen Laboratorium, 5 Tage; Technologische Exkursionen. — **Haber**: Physikalische Chemie II, 2; Chemie der Elektronen, 1; Demonstrationen technisch-elektrochemischer Prozesse (mit Askenasy), 3; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Kolloquium, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium, 5 Tage; Physikalisch-chemischer und elektrochemischer Einführungskurs. — **Askenasy**: Prozesse der elektrochemischen Großindustrie, 2. — **Dieckhoff**: Pharmazeutische Chemie, 2; Analytische Chemie I, 2. — **Eitner**: Methoden der technischen Analyse, 2; Ausgewählte Kapitel der technischen Analyse, 1; Spezielle Technologie der Gasbeleuchtung, 1, Übungen, 4. — **Herzog**: Physiologisch-chemische Analyse, 1, Übungen, 2; Chemie der Eiweißstoffe, 2; Gewerbehygiene, 2. — **Just**: Physikalisch-chemische Meßmethoden, 1; Chemie der flüssigen Gase, 1. — **Kast**: Moderne Spreng- und Treibmittel, 2. — **Mayer**: Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie, 1. — **Rupp**: Chemische und mikroskopische Untersuchung der Nahrungsmittel und Gebrauchsgegenstände, 2. — **Skita**: Chemie der Farbstoffe und Technologie der Textilindustrie II, 2; Praktische Übungen in Färberei und Druckerei, 2. — **Staudinger**: Chemie der Benzolderivate, 2. — **Ubbelohde**: Industrie des Petroleums, der Fette und Harze, 1. — **Wöhler**: Chemie der Metalle, 2; Physikalisch-chemische Grundlagen der Analyse, 1. —

Heun: Mechanik I und II, 4, Übungen, 2; Mechanisches Seminar, 4. — **Krazer**: Höhere Mathematik II, 2; Grundlagen der höheren Mathematik, 4. — **N. N.**: Darstellende Geometrie I bezw. II, 4, Übungen, 4; Übungen in Perspektive, 3. — **Stäckel**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Faber**: Übungen in den Grundlehren der höheren Mathematik, 2; Elementare und analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 3, Übungen, 1; Funktionen einer reellen Veränderlichen, 2. — **Vogt**: Projektionslehre, 2, Übungen, 4. — **Winkelmann**: Theorie und Anwendung des Kreisels in elementarer Behandlung, 2. — **Haid**: Geodätisches Praktikum II, 6, III, 3; Größere Vermessungsübungen am Schlusse des Sommersemesters, 2 Wochen. — **Bürgin**: Katastervermessung I, 2, Übungen, 2; Plan- und Terrainzeichnen, 2 und 4. —

Universität Kiel.

Weber: Potentialtheorie und Elektrostatik, 4; Physikalische Technologie mit besonderer Berücksichtigung des Eisenbahnwesens, mit Exkursionen, 2; Theorie physikalischer Meßapparate, mit Übungen, 1; Ausgewählte physikalische Messungen und Untersuchungen, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Kolloquium (mit Dieterici), 2 *g*. — **Dieterici**: Experimentalphysik II: Wärme, Elektrizität, Magnetismus, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 8 und 4, für Fortgeschrittene, tägl. — **Preuner**: Elektroanalytische Übungen mit theoretischer Einführung, 2; Anwendung der Thermodynamik auf chemische Vorgänge, 1 *g*. — **Zahn**: Theorie der Elektronen in Gasen und Metallen, 1. —

Harries: Anorganische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum: Anorganische Abteilung (mit Biltz), tägl. außer Sonnabend, Organische Abteilung, tägl., für Mediziner (mit Feist), 4; Chemische Gesellschaft: Vorträge über neue Arbeiten auf allen Gebieten der Chemie (mit Rügheimer, Biltz, Feist, Preuner und Mumm), 2 *g*. — **Rügheimer**: Pharmazeutische Chemie: Organischer Teil, 3; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der physikalischen Chemie, 1 *g*; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend. — **Biltz**: Analytische Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie II: Organische Betriebe, 2, Exkursionen, *g*. — **Berend**: Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1 *g*; Repetitorium der organischen Chemie, 1. — **Stoehr**: Alkaloide, 1. — **Feist**: Die künstlichen organischen Farbstoffe, 2; Einführung in das praktische Studium der Chemie, 1 *g*. — **Mumm**: Einige Kapitel aus der neueren anorganischen Chemie, 1; Praktische Übungen in der Anwendung organischer Farbstoffe, 2. —

Pochhammer: Einleitung in die Algebra und Determinantenlehre, 4; Analytische Mechanik, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Harzer**: Praktische Astronomie, 4; Übungen an astronomischen Instrumenten, 1 *g*. — **Heffter**: Analytische Geometrie der Ebene, 4, Übungen, 1 *g*; Theorie der gewöhnlichen Differentialgleichungen, 4; Übungen im mathematischen Seminar, $1^1/_2$ *g*. — **Kobold**: Einleitung in die höhere Geodäsie, 2, Übungen, 1 Nachmittag *g*. — **Landsberg**: Differentialrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Einleitung in die Theorie der Integralgleichungen, 2. — **Weinnoldt**: Methoden der darstellenden Geometrie II, 3. —

Universität Königsberg.

Volkmann: Elastizitätstheorie, einschließlich Akustik, 4, Ergänzungen und Erläuterungen, mit besonderer Berücksichtigung der Grundbegriffe und Grundsätze der Mechanik, 1 *g*;

Physikalisch-praktische Übungen und Arbeiten für Anfänger und Vorgerückte, 6; Leitung großer spezieller Arbeiten, tägl. außer Sonnabend. — **Kaufmann**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, Ergänzungen I, 1 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Geübtere, und Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. —

Klinger: Organische Chemie, 4; Übungen im Laboratorium (mit Blochmann), tägl. außer Sonnabend; Über Alkaloide, 1 *g*. — **Stutzer**: Pflanzen-Ernährungslehre, 2; Gärungsindustrie, 1; Praktische Übungen auf dem Gebiete der Chemie, tägl. außer Sonnabend; Bakteriologische Übungen, 6; Physiologie der Ernährung, 1 *g*; Pharmazeutische organische Chemie, 4; Gerichtliche Chemie, 1; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend. — **Blochmann**: Analytische Chemie II: Quantitative Analyse, 2; Ausgewählte Kapitel der technischen Chemie und Besichtigungen von Fabrikanlagen, 3; Besprechungen ausgewählter Kapitel der technischen Chemie, 1 *g*. — **Benrath**: Physikalische Chemie: Theorie der Lösungen, Verwandtschaftslehre, 2; Spektralanalyse, 1 *g*. —

Meyer: Analytische Geometrie der Ebene, 3, Übungen, 1 *g*; Einleitung in die höhere Algebra: Eliminations- und Formentheorie, 4, Übungen für Fortgeschrittenere, 1 *g*. — **Schoenflies**: Differentialrechnung, 4; Einführung in die Vektorenanalysis, 2; Übungen für Anfänger, 1 *g*. — **Battermann**: Theorie der astronomischen Instrumente, 2, Übungen, 2 Nachmittage *g*. — **Saalschütz**: Über Gauß' hypergeometrische Reihe mit den Kummerschen Ergänzungen, $1^1/_2$ *g*. — **Cohn**: Ausgewählte Kapitel der sphärischen Astronomie, 2; Die astronomischen Anwendungen der Photographie, 1 *g*. —

Universität Leipzig.

Wiener: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 5; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Praktikum (mit Scholl), 9, für Mediziner und Pharmazeuten, 3; Physikalisches Kolloquium (mit Des Coudres), 2 *g*. — **Des Coudres**: Einleitung in die theoretische Physik, 4, Übungen, 1; Theorie der Interferenz, Beugung und Polarisation des Lichtes, 2; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. — **v. Oettingen**: Über zeichnerische Darstellung magnetischer und elektrischer Felder, 1 *g*. — **Marx**: Elektrische Wellen und drahtlose Telegraphie, 2. — **Dahms**: Photographie in natürlichen Farben, 1. — **Scholl**: Technische Krafterzeugung, mit Demonstrationen und Messungen, 2. — **Fredenhagen**: Einführung in die Elektrotechnik, 1. — **Jaffé**: Einführung in die Theorie der Wärmestrahlung, 1. —

Beckmann: Organische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Chemisches Praktikum, tägl., für Mediziner, 6; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungsmittel-Chemie, tägl.; Pharmazeutisch-chemisch-toxikologisches Praktikum, tägl.; Chemisches Vollpraktikum für Vorgerücktere (mit Heller, Deussen, Scheiber und Sieverts), tägl.; Chemisch-technisches Praktikum (mit Heller), tägl. — **Hantzsch**: Anorganische Chemie, 5, Ergänzung, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Analytiker, tägl., für Mediziner, 6; Chemisches Vollpraktikum für Vorgerücktere (mit Stobbe, Rassow und Ley), tägl.; Pharmazeutisch-chemisch-toxikologisches Praktikum, tägl. — **Le Blanc**: Überblick über die theoretische und technische Elektrochemie, mit Demonstrationen, 3; Anwendungen der physikalischen Chemie auf technische Probleme, 1; Physikalisch-chemisches Praktikum (mit Schaum, Drucker und Freundlich), tägl.; Chemisches Praktikum (mit Böttger), tägl.; Physikalisch-chemischer Einführungskurs (mit Freundlich), 4 oder 8; Physikalisch-chemisches Kolloquium (mit Schaum, Böttger, Drucker und Freundlich), $1^1/_2$ *g*. — **Stobbe**: Organische Experimentalchemie: Die aromatischen Verbindungen, 2. — **Wagner**: Theorie und Praxis der präparativen Chemie, mit Demonstrationen, 1; Technik der Experimentalchemie und Demonstration von Schulversuchen, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Lehrer: Schulversuche, Analyse und Präparate, tägl., Didaktische Besprechungen, 1 *g*. — **Rassow**: Chemische Technologie, Brenn- und Leuchtstoffe sowie ausgewählte anorganische Betriebe, mit Exkursionen, 2; Metallurgie, 1; Chemisch-technologisches Praktikum, tägl. — **Ley**: Konstitutionsbestimmungen organischer Verbindungen auf Grund physikalisch-chemischer Methoden, 2; Über Salze und Komplexsalze, 1. — **Schaum**: Photochemie II: Absorption, Lumineszenz usw., 2. — **Böttger**: Qualitative Analyse mit Demonstrationen, 2. — **Schall**: Über ultraviolettes Licht (ausgewählte Kapitel), 1. — **Heller**: Chemie der organischen Farbstoffe, 2. — **Deussen**: Ausgewählte Kapitel der pharmazeutischen Chemie, 1. — **Drucker**: Atomgewichtslehre, ihre experimentelle und theoretische Entwicklung von J. B. Richter bis Richards, 1. — **Freundlich**: Kapillarchemie: Suspensions- und Emulsionskolloide, 1. — **Scheiber**: Moderne Theorien der organischen Chemie, 1. — **Sieverts**: Ausgewählte Kapitel aus der anorganischen Chemie, 1. —

Neumann: Theorie des Potentials und der Kugelfunktionen, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Bruns**: Wahrscheinlichkeitsrechnung und Kollektivmaßlehre, 4; Praktische Analysis II, 1 *g*; Praktische Übungen in der Sternwarte (mit Peter), *g*. — **Hölder**: Höhere Algebra, insbesondere Galoissche Theorie der Gleichungen, 3; Allgemeine Theorie der Funktionen einer komplexen Veränderlichen, 4, Übungen, 1 *g*. — **Rohn**: Analytische Geometrie der Ebene, 4, Übungen, 1 *g*; Projektive Geometrie, 2. — **Peter**: Bahnverbesserung und spezielle Störungen, 2. — **Hausdorff**: Zahlentheorie, 3; Einführung in die Determinantentheorie, 2. — **Liebmann**: Gewöhnliche Differentialgleichungen, 4, Übungen, 1 *g*. —

Universität Marburg.

Richarz: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 5; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum (mit Feußner und Schulze), 6; Leitung eigener Untersuchungen, tägl. — **Feußner**: Theoretische Physik: Elektrizität und Magnetismus, 4; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Schulze**: Hydrodynamik und Akustik, 2; Repetitorium der Experimentalphysik mit elementarmathematischen Übungen, 1. —

Zincke: Allgemeine Chemie I: Anorganische Chemie, 6; Praktische Übungen in der allgemeinen und analytischen Chemie, sowie selbständige chemische Arbeiten (mit Fries), tägl., für Mediziner, halbtägig; Praktisch-chemischer Kursus für Mediziner (mit Fries), 4. — **Schmidt**: Qualitative Analyse; Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie und Medizin, 6; Praktische Übungen in der analytischen und forensischen Chemie, sowie in der Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel und selbständige chemische Arbeiten (mit Rupp). — **Fittica**: Theoretische Chemie, 2; Neuere Geschichte der Chemie, 1 *g*. — **Rupp**: Untersuchung von Trinkwasser und Harn, 2; Maßanalyse, 1; Prüfung von Arzneimitteln, 1 *g*; Pharmazeutische Sonderübungen, 3. — **Reißert**: Chemie der organischen Farbstoffe, 2. — **Fritsch**: Pyridinderivate. — **Haselhoff**: Praktische Übungen in Nahrungsmittel-Untersuchungen, tägl. — **Fries**: Organische Chemie: Aliphatische Verbindungen, 3; Analytische Chemie, 1; Chemisches Repetitorium für Mediziner: Organische Chemie, 1; Chemisches Kolloquium, 1 *g*. —

Hensel: Funktionentheorie, 4; Mechanik, 4; Mathematisches Proseminar, 1 *g*; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Neumann**: Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 1 *g*; Synthetische Geometrie, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **v. Dalwigk**: Elementare Theorie der Differentialgleichungen mit Anwendungen, 3; Analytische Geometrie der Kegelschnitte, 3; Angewandte Mathematik: Graphische Statik mit Übungen, 4. —

Universität München.

Röntgen: Experimentalphysik II: Wärme und Elektrizität, 5; Praktische Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Koch und Wagner), 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Sommerfeld**: Optik, 4, Seminar, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten in der mathematisch-physikalischen Sammlung, tägl. — **Graetz**: Physik (experimentell) II: Mechanik, Akustik, Optik, 5; Einleitung in die theoretische Physik, 3; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik, tägl. *g*. — **Zehnder**: Kapitel aus der angewandten Physik mit Demonstrationen und Exkursionen, 2. — **Donle**: Doppelbrechung und damit zusammenhängende Erscheinungen, 2. — **Koch**: Meßmethoden auf dem Gebiet der Gasentladungen und Radioaktivität, mit Demonstrationen, 1; Mathematische Ergänzungen zur Experi-

mentalphysik, 1. — **Schmaus**: Das Problem der Wetterprognose, mit Übungen an der Wetterkarte, 2. —

v. Baeyer: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit Hofmann und Piloty in der unorganischen, mit Dimroth und Dieckmann in der organischen Abteilung), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Hofmann), 4. — **Paul**: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Nahrungsmittelchemie, 2; Pharmazeutisch-chemische Präparatenkunde: Organische Präparate, 3; Chemisches Praktikum, praktische Übungen, einschließlich physikalisch-chemischer, elektrochemischer und nahrungsmittelchemischer Arbeiten (mit Prandtl), tägl. außer Sonnabend; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, praktische Übungen im pharmazeutischen Institut, einschließlich der Übungen in den für den Apotheker wichtigen Sterilisationsverfahren, tägl. außer Sonnabend. — **Hofmann**: Spezielle unorganische Experimentalchemie I: Alkalimetalle, Erdalkalien und Schwermetalle, 4; Praktikum für Gasanalyse, 4; Praktikum für physikalisch-chemische und spektralanalytische Methoden, 4. — **Piloty**: Über analytische Chemie II, 3; Elektrolytisches Praktikum, 4—5-wöchentliche Kurse. — **Dimroth**: Teerfarbstoffe und ihre Anwendung, 3. — **Dieckmann**: Stereochemie, 1 *g*. — **Wieland**: Neuere organische Arbeiten II, 1; Alkaloide, 1. — **Prandtl**: Anorganisch-chemische Technologie II: Metallurgie, mit Exkursionen, 3; Erläuterungen zum anorganisch-chemischen Praktikum, 2. —

Lindemann: Analytische Geometrie des Raumes, 5; Bestimmte Integrale und Fouriersche Reihen, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **v. Seeliger**: Stellarastronomie: Fixsternkunde, 3; Praktische Übungen an den Instrumenten der k. Sternwarte (mit Großmann). — **Voß**: Integralrechnung, 5; Differentialgeometrie der krummen Flächen II, 3; Anwendungen der Differentialrechnung auf die Lehre an den krummen Linien, 1 *g*. — **Pringsheim**: Algebra II, 4; Anwendungen der elliptischen Funktionen, 3. — **Brunn**: Elemente der höheren Mathematik, 4. — **Doehlemann**: Darstellende Geometrie II: Axonometrie, Perspektive, 4, Übungen, 2; Geometrische Mechanik: Graphische Statik, 2, Übungen, 1 *g*; Theorie der geometrischen Konstruktionen, 2. — **Hartogs**: Über analytische Funktionen mehrerer Veränderlichen, 2. — **Perron**: Einführung in die Differential- und Integralrechnung, 4, Übungen, 1. — **Großmann**: Parallaxen der Gestirne, 1. —

Technische Hochschule München.

Ebert: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektromagnetismus, Elektrodynamik, Induktion, Strahlen elektromagnetischer Energie, Optik, 4; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen auf dem Gebiete der Physik. — **Fischer**: Grundzüge der Physik: Optik, Elektrizität, 3; Ionen und Elektronen in flüssigen, gasförmigen und festen Körpern, 3; Experimentelle Wellenlehre und Akustik, 2. — **Knoblauch**: Kinetische Gastheorie, 2; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik. — **Emden**: Mechanik der Atmosphäre, 2; Astrophysik, 2. — **Urban**: Unterrichtskurse in praktischer Photographie, mit Übungen, 6 Nachmittage. — **Voit**: Angewandte Physik: Heizung, Ventilation, Akustik der Gebäude, Blitzableiter, Übungen, 2; Schwachstromtechnik: Telegraphie, Telephonie und drahtlose Telegraphie, 2. — **Heinke**: Einführung in die Elektrotechnik, Übungen, 2, Praktikum, 2; Elektrotechnik für Maschineningenieure, 3; Elektrische Meßtechnik, 3; Elektrotechnisches Praktikum I: Meßtechnik und Photometrie, 4 und 2, für Vorgeschrittene, 20—32. — **Ossanna**: Elektrotechnisches Praktikum II: Messungen an Maschinen, Umformern und Transformatoren, 4; Theorie und Konstruktion der elektrischen Maschinen III: Transformatoren und Asynchronmotoren, 4; Entwerfen von elektrischen Maschinen, 4; Induktions- und Kommutatormotoren für einphasigen Wechselstrom, 2. — **Kadrnozka**: Bau und Betrieb elektrischer Anlagen II: Erzeugung und Verteilung elektrischer Arbeiten, 5, Übungen, 4. — **Krell**: Maschinen-Zeichnen, 4; Einführung in die Konstruktionslehre der Hebezeuge, 1; Allgemeine Maschinenlehre I, 2, II, 1. — **v. Lossow**: Konstruktionslehre der Maschinenteile II, 3; Entwerfen von Maschinenteilen II, 8 und 6; Entwerfen von Dampfkesseln, 4. — **Schmeer**: Konstruktionslehre der Gebläse und Kompressoren, 2; Entwerfen von Pumpen und Pumpwerksanlagen, 4. — **Camerer**: Entwerfen von Wasserkraftmaschinen, 7; Schaufelpumpen: Zentrifugalpumpen, 1; Wasserkraftanlagen, 3. — **Lynen**: Konstruktionslehre der Dampfmaschinen, 6; Entwerfen von Eisenbahnmaschinen, 2. — **Schröter**: Theoretische Maschinenlehre: Theorie der Wärmekraftmaschinen I, 4, III, 2, Praktikum, 2. — **v. Hoyer**: Textilindustrie, 5; Fabrikanlagen, 3; Grundzüge der mechanischen Technologie, 2. —

Muthmann: Allgemeine Experimentalchemie, einschließlich der Grundzüge der organischen Chemie, 5; Chemisches Praktikum im analytischen und elektrochemischen Laboratorium, 10—30; Praktikum in der technischen Gasanalyse (mit Hofer), 3; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der unorganischen Chemie und der Elektrochemie, 30. — **Lipp**: Organische Chemie, 5, Praktikum, 20—30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der organischen Chemie, 30. — **Rohde**: Chemie der wichtigsten heterozyklischen Verbindungen mit besonderer Berücksichtigung des Pyridins und Chinolins (Fortsetzung), 1. — **Hofer**: Analytische Chemie der Metalle und Metalloide nebst Gewichts- und Maßanalyse I, 4; Die elektrochemischen Prozesse, 2. — **Schultz**: Chemische Technologie mit Brennmaterialienlehre und Feuerungskunde V, 4, Praktikum, 20—30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Chemie, 30; Chemisches Praktikum, 3. — **Lintner**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Gärungschemisches Praktikum, 30; Grundzüge der organischen Chemie, 4. —

Finsterwalder: Höhere Mathematik II, 6, Übungen, 2; Theorie der gerichteten Größen: Vektoren, 2. — **v. Dyck**: Höhere Mathematik IV, 2, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der Differentialgleichungen, 4; Mathematisches Seminar (Kolloquium) (mit Finsterwalder, Burkhardt und Kutta), 2. — **Burkhardt**: Grundzüge der höheren Mathematik, 4, Übungen, 2; Kugelfunktionen, 2. — **Kutta**: Trigonometrie, Übungen, 1; Einleitung in die Lehre von den elliptischen Funktionen mit Anwendungen, 4, Übungen, 1; Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, 2. — **Burmester**: Kinematik, 3; Darstellende Geometrie II, 4, Übungen, 4. — **Schmidt**: Vermessungskunde II, 4, Praktikum, 4 oder 8; Hauptvermessungsübungen, 2 Wochen; Katastertechnik, 3, Praktikum IV, 8 und 2; Kartierungsübungen, 4. — **Näbauer**: Geographische Ortsbestimmungen, Übungen, 2. — **Föppl**: Technische Mechanik I: Einführung in die Mechanik, 4, IV: Dynamik, 3, Übungen, 2; Praktikum im mechanisch-technischen Laboratorium, 2. —

Universität Münster.

Schmidt: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum (mit Matthies), 3 und 6, für Fortgeschrittene (mit Konen), tägl.; Physikalisches Seminar (mit Konen und Matthies), 14tägig, 2 *g*. — **Konen**: Einführung in die theoretische Optik, 3, Übungen, 1 *g*; Übungen in physikalischen und chemischen Demonstrationsversuchen und in der Anfertigung einfacher Apparate (mit Thiel), 3. — **Matthies**: Vorträge aus der Elektrotechnik, 1 *g*. —

Salkowski: Organische Chemie, 5; Chemie der Metalle, 2 *g*; Chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner (mit Kaßner und Thiel), 6. — **Kaßner**: Über Gifte und deren Nachweis, 1 *g*; Anorganische Chemie, mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie und Medizin, 4; Kolloquium über pharmazeutische Präparate und Gegenstände des deutschen Arzneibuchs, 1; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie: Glasindustrie und Keramik, 1; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 25. — **Bömer**: Untersuchung und Beurteilung der Gebrauchsgegenstände, 1 *g*; Repetitorium der Nahrungsmittelchemie, 2 *g*. — **Thiel**: Physikalische Chemie I, 3. —

Killing: Differential- und Integralrechnung I, 4; Synthetische Geometrie, 4; Übungen zur Differentialrechnung, 1 *g*; Übungen des mathematischen Unterseminars, 2 *g*. — **v. Lilienthal**: Analytische Geometrie I, 4; Analytische Mechanik I, 4; Mathematisches Oberseminar, 2 *g*. — **Dehn**: Methoden der darstellenden Geometrie, 4; Irrationalzahl und Quadratur des Kreises, 2. — **Plaßmann**: Über den Mond, 2 *g*; Methode der kleinsten Quadrate, 2; Anfangsgründe der Bahnbestimmung bei Planeten und Kometen, 2; Übungen im Beobachten und Rechnen, *g*. —

Universität Prag.

Lecher: Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum II, für Physiker und Mathematiker, 6, für Chemiker und Naturhistoriker, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene, 4 *g.* — **Lippich**: Kinetische Gastheorie, 3; Elektrostatik, 2, Seminar, 2 *g.* — **Spitaler**: Erdmagnetismus, 2; Ozeanographie, 2; Meteorologisches Praktikum und Konversatorium, 2 *g.* — **Rothmund**: Physikalische Chemie II, 4; Physikalisch-chemisches Praktikum, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene, 4 *g.* —

Goldschmiedt: Organische Chemie, 5; Chemische Übungen, 15, für Mediziner, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen für Vorgeschrittene, 4 *g.* — **Kirpal**: Qualitative chemische Analyse, 3; Chemische Großindustrie, 1. — **Hönigschmid**: Chemie der Metalle, 2. —

Pick: Grundzüge der Infinitesimalrechnung II, 3; Vektoranalysis, 2; Seminar, 2 *g.* — **Grünwald**: Differentialgleichungen, 3; Berührungstransformationen, 2. — **Weinek**: Theorie der Passageninstrumente im Meridiane und im 1. Vertikale, 3; Übung im astronomischen Beobachten, 2; Über Doppelstern- und Satellitenbahnbestimmung, 1. — **Oppenheim**: Elemente der Astronomie, 3. — **Scheller**: Strahlung und Temperatur der Sonne, 2. —

Technische Hochschule Prag.

Tuma: Physik: Elektrostatik, Stationäre Elektrizitätsströmungen, Magnetische Wirkungen des elektrischen Stromes, Magnetische Induktion, 5, für Kulturingenieure, 3; Physikalisches Praktikum für Chemiker, 3, für Lehramtskandidaten, 6. — **Puluj**: Allgemeine Elektrotechnik, 2, Übungen, 3; Spezielle Elektrotechnik, 2; Elektromechanische Konstruktionen, 1. — **Pichl**: Meteorologie und Klimatologie, Praktikum, 1. — **Schiebel**: Allgemeine Maschinenkunde, 3; Technisches Zeichnen, 4; Maschinenbau Ia, 2, Konstruktive Übungen, 4, Ib, 2, Konstruktionsübungen, 7. — **Doerfel**: Maschinenlehre I, 3, Übungen, 10, Maschinenbau IIa, 2, Konstruktionsübungen, 12, Übungen im Maschinenbau-Laboratorium, 2. — **Körner**: Maschinenbau IIb, 4, Konstruktionsübungen, 14, Übungen im Maschinenbau-Laboratorium, 2; Maschinenbau, ausgewählte Kapitel, 2. —

Meyer: Allgemeine Experimentalchemie: Mineralstoffe, 5; Praktische Photographie und Übungen, 2, Übungen, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen für Geübtere, 15; Praktische Unterweisung in der chemischen Untersuchung von Rohstoffen und Gebrauchsartikeln, 1, Übungen, 4. — **Gintl**: Analytische Chemie (qualitative), Repetitorium, 2, Praktische Übungen, 24; Analytische Chemie (quantitative), Repetitorium, 2, Praktische Übungen, 30; Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2, Übungen, 6; Enzyklopädie der technischen Chemie, 2; Praktische Übungen in der Ausführung von Heizgasuntersuchungen, 1; Untersuchung der Milch und Butter und Analyse der Fette, 1. — **Storch**: Physikalische Methoden der Untersuchung von Nahrungsmitteln, 1, Übungen, 3; Chemie der Metalle und technische Metallgewinnung, 2; Maßanalyse und chemische Arithmetik, 1; Physikalische Chemie II: Thermochemie, 2, III: Elektrochemie, 3, Übungen, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen, 15. — **Ditz**: Chemische Technologie anorganischer Stoffe, 7, Übungen, 28. — **v. Georgievics**: Chemische Technologie organischer Stoffe, $6^1/_2$, Übungen, $26^1/_2$. — **Harpf**: Technologie des Schwefeldioxyds, 2. —

Carda: Mathematik I, 4, Repetitorium, 3; Elemente der höheren Mathematik, 2, Repetitorium, 1. — **Grünwald**: Mathematik IIa, 5, Übungen, 2; Differentialgleichungen und deren Anwendung auf Geometrie und Mechanik, 2. — **Rosmanith**: Versicherungsmathematik I, 3, II, 3. — **Janisch**: Darstellende Geometrie, 3, Konstruktive Übungen, 8, 4 und 6, Übungen für Vorgeschrittene, 6; Ausgewählte Kapitel aus der darstellenden und projektiven Geometrie, 3, Übungen, 4. — **Stark**: Enzyklopädie der Mechanik I, 2; Mechanik I, Repetitorium, 1, II, 4, Repetitorium, 1, III, 3; Graphische Statik, 2, Konstruktive Übungen, 2; Materialienlehre, 1. — **Adamczik**: Elemente der niederen Geodäsie, 4, Übungen, 4; Praktische Geometrie: Niedere Geodäsie, $4^1/_2$, Übungen, 6; Grundzüge der sphärischen Astronomie, 3, Übungen, 2; Anwendungen der Geodäsie auf Kulturtechnik, 2, Übungen, 2; Technisches Zeichnen A, 3. —

Universität Rostock.

Heydweiller: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Akustik, Wärme, 5; Physikalische Übungen: a) für Mathematiker und Naturwissenschaftler, 8, b) für Mediziner und Pharmazeuten, 4; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar (mit Weber), 1 *g.* — **Weber**: Einführung in die theoretische Physik, 3, Übungen, 1; Theorie der Wärme, 2. —

Michaelis: Anorganische Chemie, 5; Chemische Übungen: a) Großes Praktikum, tägl. außer Sonnabend, b) Kleines Praktikum, 6, Übungen für Mediziner, 4, für Nahrungsmittelchemiker, 5. — **Stoermer**: Organische Chemie II: Aromatische Verbindungen, 4; Maßanalyse, 1; Chemie der Zuckerarten, 1. — **Honcamp**: Agrikulturchemie I: Pflanzenernährung einschließlich Düngerlehre, 2; Agrikulturchemisches Praktikum, tägl. — **Kümmell**: Elektrochemie, 2; Kleines elektrochemisches Praktikum, 4; Elektrochemische Analysen und Präparate, 3; Physikochemisches Vollpraktikum: Leitung selbständiger Arbeiten, tägl. — **Kunckell**: Repetitorium der pharmazeutischen Chemie, 3; Chemische Untersuchung der Arzneimittel und maßanalytische Bestimmungen des Arzneibuches, 1; Einführung in die Nahrungsmittel- und Harnanalyse, 1; Über Alkaloide, 1. —

Staude: Differential- und Integralrechnung, 4; Analytische Geometrie des Raumes, 4; Mathematisches Seminar, 2. —

Universität Straßburg.

Braun: Experimentalphysik I: Mechanik, Molekularphysik, Optik, 5; Physikalische Übungen, 5 oder 10; Übersichtskursus für Mediziner, 3; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten (mit Cohn), 5 Tage; Physikalisches Kolloquium (mit Cohn), 2 *g.* — **Cohn**: Mechanik II, 3; Theorie der Wärme, 3. — **Mandelstam**: Kinetische Gastheorie, 1. — **Hergesell**: Meteorologisches Kolloquium, 2; Meteorologische Arbeiten, *g.* —

Thiele: Allgemeine Experimentalchemie, organischer Teil, 5; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene (mit Kohlschütter und Straus), tägl. außer Sonnabend; Kolloquium über organische Chemie, 1 *g.* — **Rose**: Chemische Technologie der schweren Metalle, 3; Die Mineralfarben, 1 *g.* — **Kohlschütter**: Physikalische Chemie, 2; Praktikum für Gasanalyse, 3; Übungen in physikalisch-chemischen Meßmethoden. — **Straus**: Die Teerfarbstoffe und ihre Anwendung in der Färberei, 3. — **Schär**: Pharmazeutische Chemie, 5; Ausgewählte Arzneistoffe der nord- und südamerikanischen Pharmazie, 2; Die ätherischen Öle und Kampferarten in pharmakognostisch-chemischer Beziehung, 1 *g*; Übungen und Untersuchungen im pharmazeutischen Institut, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Nahrungsmittelchemiker (mit Kreutz), tägl. außer Sonnabend; Pharmakognostisches Praktikum I (mit Rosenthaler), 3, II, 3. — **Kreutz**: Die Bereitung und Untersuchung von Wein, Schaumwein und Branntwein, mit Exkursionen, 1. — **Rosenthaler**: Chemische und physikalische Prüfung der Arzneimittel, 1. —

Weber: Bestimmte Integrale und Einleitung in die Funktionentheorie, 4; Algebraische Zahlen, 2; Übungen des mathematischen Oberseminars (mit Wellstein und Epstein), $1^1/_2$ *g.* — **Schur**: Allgemeine Theorie der Kurven und Flächen, 4; Geometrie der Bewegung, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 1 *g.* — **Wellstein**: Einleitung in die Theorie der endlichen diskreten Gruppen, 4; Riemannsche Flächen, 2; Übungen des mathematischen Unterseminars, 1 *g.* — **N. N.**: Analytische Geometrie des Raumes, 3; Einführung in die höhere analytische Geometrie der Ebene, 2; Darstellende Geometrie II: Axonometrie und Perspektive, 2, Übungen, 2 *g.* — **Epstein**: Theorie der Kugelfunktionen und Besselschen Funktionen, 2. — **Simon**: Hellenische Philosophie und Mathematik, 2. — **Bauschinger**: Einleitung in die Mechanik des Himmels, 4; Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, 1 *g*; Übungen an den Instrumenten der Sternwarte. — **Wirtz**: Einiges aus der Gezeitentheorie, 1. —

Technische Hochschule Stuttgart.

Koch: Experimentalphysik: Elektromagnetismus, Induktion, Akustik, Optik, Elektrooptik, 4; Übungen im physikali-



schen Laboratorium (mit Keefer): Physikalisches Praktikum I für Anfänger, tägl. außer Sonnabend, II für Vorgerücktere, tägl. — **Veesenmeyer**: Elektrotechnische Konstruktionselemente, 2, Übungen, 4; Elektrische Maschinen und Apparate II, 3; Elektrotechnische Maschinenkonstruktionen, 8; Elektrische Arbeitsübertragung, 3; Projektieren elektrischer Anlagen, Übungen, 4. — **Dietrich**: Elektrische Beleuchtung, 3; Elektrotechnische Meßkunde II, 2; Elektrotechnisches Laboratorium II (mit Herrmann, Mattes und Hähnle), III (mit Mattes und Hähnle). — **Herrmann**: Elektrische Zentralanlagen und Leitungen, 2; Elektrotechnische Meßkunde I, 2; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Mattes und Hähnle), II, Übungen. — **v. Weyrauch**: Aerostatik und Aerodynamik, 2; Analytische Theorie der Ingenieurkonstruktionen, 4, Übungen, 4; Einleitung in die mathematische Theorie der Elastizität, 2. — **Berg**: Maschinenzeichnen, 12; Pumpen, 3. — **Maier**: Maschinenelemente (mit Röcker), 3, Konstruktionsübungen, 4; Hebezeuge (mit Röcker), Konstruktionsübungen, 4; Verbrennungsmotoren (mit Röcker), Konstruktionsübungen, 4. — **Thomann**: Wasserkraft-Maschinen, 6; Turbinen-Regulatoren, 1, Konstruktionsübungen, 2; Maschinenkonstruktionen (mit Treiber), 8; Maschinenkunde, Übungen, 4. — **Bantlin**: Dampfturbinen, 2; Dampfkessel, 3; Maschinenkonstruktionen (mit Stahl), 10. — **Baumann**: Elastizitätslehre, 3. — **Enßlin**: Elastizitätslehre, 3. — **v. Bach**: Materialprüfungsanstalt (mit Bischoff und Bretschneider), tägl.; Ingenieurlaboratorium (mit Stückle), Übungen; Erörterungen für Maschineningenieure, 1. — **Stückle**: Verbrennungsmotoren, Übungen, 1; Eis- und Kälteerzeugungsmaschinen, 2. — **Widmaier**: Rationelle Arbeitsverfahren und Einrichtungen in Maschinenwerkstätten, 1; Werkzeugmaschinen, 3, Konstruktionsübungen, 4; Einführung in das Patentwesen und Patentrecht, 1; Übungen zur mechanischen Technologie und Eisenhüttenkunde, 4. — **Johannsen**: Verarbeitung der Faserstoffe, 4. —

v. Hell: Unorganische Chemie, 4; Organische Chemie, 2; Theoretische Chemie, 2; Übungen im Laboratorium für reine und pharmazeutische Chemie (mit Kauffmann, Schmidt, Bauer und Schaal), tägl. außer Sonnabend. — **Müller**: Physikalische Chemie, 2; Technische Chemie, 2; Metallurgie, mit Ausschluß der Eisenhüttenkunde, 1; Übungen im Laboratorium für Elektrochemie und technische Chemie, tägl. außer Sonnabend. — **Häussermann**: Chemische Technologie der Baumaterialien, 1. — **Küster**: Pharmazeutische Chemie: Organischer Teil, 2; Toxikologie, 1. — **Kauffmann**: Repetitorium der unorganischen Chemie, 2; Kolloquium über organische Chemie, 2; Farbenchemie unter besonderem Eingehen auf die Chemie mehrkerniger Benzolderivate, 2. — **Schmidt**: Analytische Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 2. — **Rohland**: Anwendungen der physikalischen Chemie auf technische Analysen und Prozesse, 1 *g*; Technologie der Mörtel- und Tonmaterialien, 1 *g*; Chemie der anorganischen Kolloide, 1 *g*. — **Brunner**: Übungen in praktischer Photographie, 2. —

Haller: Trigonometrische Übungen, 2. — **Stübler**: Mathematische Geographie, mit Übungen, 2. — **Bretschneider**: Repetitionen in niederer Mathematik, 1. — **Reuschle**: Analytische Geometrie der Ebene (mit Stübler), 3, Übungen, 1; Differential- und Integralrechnung (mit Stübler) I, 6, mit Übungen, III, mit Übungen, 3, Ergänzungen, 1; Mathematisches Seminar, 1. — **Wölffing**: Krümmungstheorie, 3; Partielle Differentialgleichungen, 1 *g*. — **Mehmke**: Darstellende Geometrie (mit Stübler), 4, Übungen, 6; Mathematisches Seminar, 1; Vektoren- und Punktrechnung (mit Stübler), 3, Übungen, 1. — **Roth**: Perspektive, 2. — **Kriemler**: Technische Mechanik, 6, Übungen, 6. — **Hammer**: Praktische Geometrie II, 5, Messungsübungen I und II, 12; Geodätische Exkursion, 14tägig; Ausgleichungsrechnung: Methode der kleinsten Quadrate, Übungen, 2; Direkte Zeit- und geographische Ortsbestimmung, 1; Geodätische Übungen für Geodäten (mit Heer), 5, für Lehramtskandidaten, 3. —

Universität Tübingen.

Paschen: Experimentalphysik: Mechanik, Optik, 5; Physikalische Übungen für Anfänger, 4; Selbständige physikalische Untersuchungen, tägl. — **Waitz**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 3, Übungen, 2; Populäre Astronomie, 2. — **Gans**: Praktische Übungen in einfachen Vermessungen: Orts- und Zeitbestimmungen, Trigonometrische Messungen usw., 2. — **Happel**: Kinetische Theorie der Gase, 1; Einführung in die mathematische Behandlung des Problems der drei Körper, 1. —

Wislicenus: Allgemeine Chemie II: Organische Chemie, 5, Ergänzungen, 1 *g*; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Bülow), ganz- oder halbtägig; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum (mit Weinland), ganz- oder halbtägig; Präparative Arbeiten (mit Wedekind), tägl.; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen (mit Bülow, Weinland und Wedekind), ganztägig. — **Thierfelder**: Physiologische Chemie: Zelle, Gewebe, 2; Praktischer Kursus der Chemie für Mediziner, 6; Praktischer Kursus der physiologischen Chemie, 6; Physiologisch-chemische Arbeiten für Geübtere, tägl. — **Bülow**: Analytische Chemie II, 3; Theorie und Praxis des Patentgesetzes mit besonderer Berücksichtigung der chemischen Industrie, 1. — **Weinland**: Pharmazeutische Chemie II: Organischer Teil, 2; Quantitative Untersuchung der Arzneimittel, organischer Teil, 1; Forensische Chemie, 1; Metallammoniak-Verbindungen, 1. — **Wedekind**: Chemie der aromatischen Verbindungen I: Karbozyklische Reihe, 2; Einführung in die Elektrochemie und ihre Anwendungen, 1; Die radioaktiven Stoffe, 1; Physiko-chemisches und gasanalytisches Praktikum, 2. —

v. Brill: Analytische Geometrie des Raumes, 3; Theorie der Krümmung der Flächen, 4; Übungen im Seminar, 2. — **N.N.**: Algebra und niedere Analysis, 3, Übungen, 1; Höhere Analysis I: Differentialrechnung, 4, Übungen, 1. — **Maurer**: Funktionentheorie, 3, Übungen, 1; Darstellende Geometrie, 2, Übungen, 2. —

Universität Wien.

v. Lang: Experimentalphysik II, 4, Mathematische Ergänzungen, 1 *g*. — **Franz Exner**: Physikalisches Praktikum, 6; Physikalische wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. — **Hasenöhrl**: Theorie der Elektrizität II, 5; Proseminar für theoretische Physik, 1 *g*; Seminar für theoretische Physik, 1 *g*. — **Lampa**: Physikalische Übungen für Mediziner, 4. — **v. Schweidler**: Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten: Anleitung zur Anstellung von Schulexperimenten, 6; Ausgewählte Kapitel der Physik, mit spezieller Berücksichtigung von Dissertationsthemen, 2. — **Meyer**: Elemente der theoretischen Physik II: Magnetismus, Elektrizität und elektromagnetische Optik, 5. — **Haschek**: Physikalisches Praktikum für Vorgeschrittene, 8. — **Kohl**: Grundzüge der Potentialtheorie, 2. — **Przibram**: Die neueren Anschauungen über die Konstitution der Materie (Fortsetzung), 1. — **Ehrenhaft**: Statistische Mechanik, 1. — **Hann**: Anleitung zur Berechnung meteorologischer und klimatologischer Beobachtungen, 1; Ozeanographie II, 1; Der Erdmagnetismus als ein Kapitel der physikalischen Geographie, 1. — **Felix Exner**: Ausgewählte Kapitel aus der Optik der Atmosphäre, 1. — **Conrad**: Barometrische Höhenmessung, mit Exkursionen, 1. —

Skraup: Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Chemie der Proteine, 1 *g*; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, 4; Arbeiten im II. chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene, tägl. — **Wegscheider**: Theoretische und physikalische Chemie II, 5; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. außer Sonnabend; Arbeiten im I. chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene, tägl. — **Lippmann**: Organische Chemie II: Chemie der Benzolderivate, 3; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. außer Sonnabend; Arbeiten im chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene, tägl. — **Herzig**: Pharmazeutische Chemie, tägl. außer Sonnabend, Übungen, tägl. außer Sonnabend. — **Schacherl**: Ausgewählte Kapitel der Chemie und Technologie der Nahrungsmittel, 2. — **Pribram**: Radioaktivität und Atomzerfall, 2. — **Franke**: Harnanalyse, 2; Maßanalyse, 2; Anleitung zur Ausführung chemisch-wissenschaftlicher Arbeiten, tägl. — **Pollak**: Chemische Technologie der Rohstoffe des Tierreiches, mit Exkursionen, 2; Repetitorium der analytischen Chemie, 2; Übungen über ausgewählte Kapitel der pharmazeutischen Chemie, 4. — **Wenzel**: Chemische Technologie: Zement, Glas und Tonwaren, 1. — **M. Kohn**: Anleitung zur Ausführung chemisch-wissenschaftlicher Arbeiten, tägl.; Chemisches Repetitorium, 2. —

v. Escherich: Elemente der Differential- und Integralrechnung (Fortsetzung), 5, Übungen, 1 Tag *g*; Proseminar für

Mathematik, 1 Tag *g*; Seminar für Mathematik, 2 Tage *g*. — **Mertens**: Zahlentheorie (Fortsetzung), 5; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*; Übungen im mathematischen Proseminar, 1 *g*; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3. — **Wirtinger**: Funktionentheorie (Fortsetzung), 5; Mathematische Statistik, 3; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Mathematisches Proseminar, 1 *g*. — **G. Kohn**: Synthetische Geometrie (Fortsetzung), 4, Übungen, 1 *g*; Nichteuklidische Geometrie, 2. — **Tauber**: Versicherungsmathematik, 6. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik II, 3. — **Hahn**: Variationsrechnung (Fortsetzung), 3; Besprechung neuerer mathematischer Arbeiten (mit v. Schrutka und Tietze), 2 *g*. — **v. Schrutka**: Ausgewählte Kapitel der Zahlentheorie: Additive Zahlentheorie und Verwandtes, 3. — **Hanni**: Das Dualitätsprinzip der Geometrie und seine Anwendung, 2. — **Tietze**: Theorie der Kettenbrüche und ihre geometrische Deutung, 2. — **Hepperger**: Praktische Astronomie, 3; Astrophysik, 2. — **Schram**: Interpolationsrechnung und mechanische Quadratur, 2. — **Prey**: Kartenprojektionen, 2. —

Technische Hochschule Wien.

Jäger: Physik, 5. — **Mache**: Physik, 5, 4, 2. — **Sahulka**: Grundlagen der Elektrotechnik, 4; Elektrotechnische Meßkunde, 2. — **Reithoffer**: Allgemeine Elektrotechnik, 2; Allgemeine Wechselstromtechnik, 2. — **Hochenegg**: Elektrotechnik, Praktische Übungen und Untersuchungen, 4; Elektrische Stromverteilung, 3; Bau und Betrieb elektrischer Anlagen, Übungen, 2. — **Pichelmayer**: Dynamobau, 3, Konstruktive Übungen, 11. — **Grau**: Elektrisches Beleuchtungswesen, 1. — **Jüllig**: Elektrische Telegraphie und Eisenbahn-Signalwesen, 2. — **Kick**: Mechanische Technologie I, 5. — **Hauptfleisch**: Ausgewählte Kapitel aus der mechanischen Technologie III, 5. — **Kobes**: Theoretische Maschinenlehre I, 4, II, mit Übungen, 3; Konstruktionsübungen zum Bau der Lasthebemaschinen, 12. — **Seidler**: Maschinenzeichnen, 2, Übungen, 6; Allgemeine Maschinenkunde, 3; Ausgewählte Kapitel der Maschinenkunde, 1. — **N. N.**: Maschinenelemente, $4^1/_2$; Dampfkessel, Dampfapparate und Behälter, 6. — **Baudiß**: Bau der Wärmekraftmaschinen I, $4^1/_2$. — **Budau**: Bau der Wasserkraftmaschinen und Pumpen I: Hydraulik, 3, Übungen, 3, Konstruktionsübungen, $12^1/_2$; Wasserkraftanlagen, $1^1/_2$. — **Meter**: Feuerungstechnik, Heizung, Lüftung und sonstige gesundheitstechnische Ausbildung von Wohn-, Fabriks- und öffentlichen Gebäuden, $2^1/_2$. — **v. Stockert**: Eisenbahnmaschinenwesen, 3; Lokomotivführung, 3. —

Suida: Allgemeine Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Chemische Technologie organischer Stoffe, 5, Übungen, 20. — **Bamberger**: Übungen zur allgemeinen Experimentalchemie, 20; Enzyklopädie der technischen Chemie, 3. — **Vortmann**: Analytische Chemie, 4, Übungen, 20. — **v. Jüptner**: Theoretische und physikalische Chemie I, $1^1/_2$, II, 2, Übungen, 4; Chemische Technologie anorganischer Stoffe, 5, Übungen, 20. — **Feitler**: Ausgewählte Kapitel aus der physikalischen und theoretischen Chemie, 1. — **Skrabal**: Das System der chemischen Elemente, 2. — **Böck**: Arbeitsmethoden in der organischen Chemie, 2; Katalytische Beschleunigung organischer Reaktionen, 1. — **Paweck**: Technische Elektrochemie, 2; Die Elektrometallurgie des Eisens, 1. — **Abel**: Theoretische Elektrochemie II, 1; Chemische Thermodynamik, 1. — **Klimont**: Chemie der ätherischen Öle und der Riechstoffe, 2. — **Lippmann**: Chemie der Benzolderivate, 3. — **Eder**: Photochemie und angewandte Photographie, 1; Photographisches Praktikum, 4. — **Erban**: Chemische Textilindustrie III und IV, 1. — **Strache**: Beleuchtungswesen. —

Zsigmondy: Mathematik I, 5, Korrepetitionen, 2. — **N. N.**: Mathematik I, 5. — **Czuber**: Mathematik II, 5, Korrepetitionen. — **N. N.**: Grundlehren der höheren Mathematik, 4, Korrepetitionen, 2. — **v. Schrutka**: Ausgewählte Kapitel der höheren Mathematik, 1. — **Tauber**: Versicherungsmathematik I, 3, II, 3. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik, 3. — **Müller**: Darstellende Geometrie, 4, Konstruktives Zeichnen, 6; Die Abbildungsmethoden der darstellenden Geometrie, 2, Konstruktionsübungen, 2; Seminar für darstellende Geometrie, 2. — **Schmid**: Darstellende Geometrie, 4, Konstruktionsübungen, 6; Projektive Geometrie II, 3, Konstruktionsübungen, 2. — **Finger**: Mechanik I: Starre und flüssige Körper, $7^1/_2$, Korrepetitionen und Übungen; Analytische Mechanik des materiellen Punktes und der Punktsysteme, 2. — **Jung**: Mechanik I: Starre und flüssige Körper, $7^1/_2$, Übungen, 2; Hydraulik, 3, Übungen, 3. — **N. N.**: Allgemeine Mechanik, 3; Festigkeitslehre und Statik der Hochbauwerke, 3. — **Girtler**: Potentialtheorie, 2; Hydromechanik, 2. — **Pollack**: Praktische Übungen zu den Elementen der niederen Geodäsie, 5. — **Dolezal**: Praktische Geometrie, $7^1/_2$, Übungen, 5; Situationszeichnen, 3; Geodätischer Kurs, 4; Photogrammetrie, Übungen, 2. — **Tinter**: Sphärische Astronomie, 4; Übungen im Beobachten und Rechnen, $3^1/_2$; Geodätische Rechenübungen, $2^1/_2$. — **Prey**: Über die Berechnung der Dreiecke auf der Kugel und dem abgeplatteten Rotationsellipsoid, 1. —

Universität Würzburg.

Wien: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5; Praktische Übungen im physikalischen Institut, 4 bezw. 10; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Cantor**: Einleitung in die theoretische Physik, 4. — **Harms**: Radioaktivität, 2. —

Medicus: Chemische Technologie, 4; Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, 5; Praktikum für Pharmazeuten, halb- und ganztägig; Praktikum der angewandten Chemie und Nahrungsmittelanalyse, halb- und ganztägig. — **Tafel**: Organische Experimentalchemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Manchot), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner, 8; Praktikum für präparative Arbeiten, tägl.; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen (mit Manchot), tägl. — **Manchot**: Maßanalyse, unter Berücksichtigung der durch das deutsche Arzneibuch vorgeschriebenen Methoden, 1. — **Reitzenstein**: Heterozyklische Verbindungen, 2. — **Pauly**: Die Pflanzenalkaloide, 1. —

Prym: Theorie der Funktionen einer komplexen Veränderlichen II, 4; Übungen der Differential- und Integralrechnung, 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 2 *g*. — **Rost**: Analytische Mechanik der Systeme starrer Körper, 4; Theorie der partiellen Differentialgleichungen 2. Ordnung, 2; Astronometrie, 2; Astronomisches Praktikum, *g*; Algebraische Analysis, 2 *g*; Methodik zur Lösung planimetrischer Konstruktionsaufgaben, 2 *g*; Ausgewählte Kapitel der höheren Funktionentheorie, 2 *g*. — **v. Weber**: Analytische und synthetische Geometrie der Kegelschnitte, 4; Darstellende Geometrie II, 4, Übungen, 4 *g*. —

Universität Zürich.

Kleiner: Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, $^1/_2$ Tag, für Vorgerücktere, tägl. — **Adler**: Theorie und Experiment in der Physik, 1; Mechanik, 3; Physikalisches Seminar, 2. — **Greinacher**: Die Strahlen der Vakuumröhre unter besonderer Berücksichtigung der Röntgenstrahlen, mit Experimenten, 1. — **Meyer**: Elektronenlehre, mit Experimenten, 1. —

Werner: Organische Experimentalchemie, 5; Anorganische Chemie II, 2; Chemisch-analytisches Praktikum, tägl.; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere: Präparative Arbeiten, Ausführung selbständiger Arbeiten, tägl.; Elektrochemische Übungen, 2 Nachmittage; Technisch-chemische Übungen, 1 Nachmittag; Chemisches Halbpraktikum, halbtägig. — **Abeljanz**: Quantitative chemische Analyse mit Berücksichtigung der elektrolytischen Methoden, 2; Chemie und Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, 1, Übungen, 4 oder 8; Anleitung zu chemischen Arbeiten im Laboratorium, 1; Chemisches Kolloquium, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Mediziner und Veterinäre, 3 Tage, für Studierende der Naturwissenschaften, 3 Tage, für Anfänger und Vorgerücktere (Nichtchemiker) tägl., für Kandidaten des Sekundarlehramtes, 6. — **Pfeiffer**: Aromatische Chemie II, inklusive Farbstoffe, 3; Chemische Gleichgewichts- und Geschwindigkeitslehre, 2; Heterozyklische Verbindungen, 1. — **Grün**: Fette, Kohlehydrate und Eiweißstoffe (Fettreihe III), 2. —

Schmidt: Differential- und Integralrechnung II, 4; Differentialgleichungen II, 4; Übungen für Vorgerücktere, 2. — **Weiler**: Darstellende Geometrie II, mit Übungen, 4; Analytische Geometrie II, mit Übungen, 3; Kartenprojektionen, 1. — **Gubler**: Politische Arithmetik: Anlehens- und Versicherungsrechnung, 2; Hauptsätze der Differential- und Integralrechnung,

2; Inhalt und Methode des geometrischen Unterrichts an der Mittelschule, 1. — **Wolfer**: Geographische Ortsbestimmungen, 3; Übungen im astronomischen Beobachten, 9; Einleitung in die Astrophysik, 2. — **de Quervain**: Theorie und Praxis der wichtigsten geographischen Reise-Instrumente, mit Übungen, 14tägig, 2; Meteorologisches Kolloquium: Besprechung neuerer meteorologischer Literatur, 14tägig, 2 *g*. —

Technische Hochschule Zürich.

H. F. Weber: Physik, 4, Repetitorium, 1; Prinzipien, Apparate und Meßmethoden der Elektrotechnik, 2; Einführung in die Theorie des Wechselstroms, 2; Elektromechanik, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten in Physik, 8, 12, 24; Elektrotechnisches Laboratorium, 8, 16; Leitung der experimentellen Diplomarbeiten in Elektrotechnik. — **Weiß**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4; Wissenschaftliche Arbeiten in den physikalischen Laboratorien, 8, 12, 24. — **Schweitzer**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Das Heylandsche Diagramm, 1; Physikalische Limnologie, mit Exkursionen, 1 *g*. — **Cherbuliez**: L. Eulers physikalische Arbeiten, 1; Die Anziehung der Erde und ihre wichtigsten Erscheinungen, geschichtlich und theoretisch, 1; Geschichte der Physik im 17. und 18. Jahrhundert II, 2. — **Wyßling**: Elektrische Zentralanlagen I, 2; Elektrische Bahnen, 2. — **Tobler**: Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Schwachstromtechnik (Fortsetzung), 1. — **Stodola**: Dampfmaschinenbau II, 4, Repetitorium, 1; Maschinenkonstruieren, 12; Gasmotoren (Fortsetzung), 1; Übungen in der kalorischen Abteilung des Maschinenlaboratoriums, 1/2 Tag. — **Farny**: Bau von Dynamomaschinen I, 3; Besondere Kapitel aus dem Dynamobau, 3. — **Prášil**: Hydraulische Motoren und Pumpen I, 2, Repetitorium, 1, Konstruktionsübungen und Demonstrationen im Laboratorium, 3; Fabrikanlagen, 2; Übungen in der hydraulischen Abteilung des Maschinenlaboratoriums, 1/2 Tag. — **Escher**: Mechanische Technologie I: Metallurgie, 4, Repetitorium, 1, III: Werkzeugmaschinen (Fortsetzung), Spinnerei, 3, Repetitorium, 1. — **Fliegner**: Theoretische Maschinenlehre I: Praktische Hydraulik, Meßmethoden, 4, Übungen, 2, III: Lokomotiven, 3, Übungen, 2. — **Kienast**: Kinematik, 2 *g*. — **Kummer**: Maschinenlehre II, 2, Übungen und Repetitorium, 2; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der elektrischen Traktion (Schluß), 1 *g*; Elektromotorisch betriebene Transportanlagen für Massengüter, insbesondere für Bekohlung von Gaswerken und Heizhäuser, 1. — **Lüchinger**: Kostenanschläge für Ingenieurarbeiten, 1. — **Meyer**: Maschinenzeichnen, 2, Übungen, 6; Skizzierübungen, 2; Maschinenbau: Transmissionen und Hebezeuge, 4, Repetitorium, 1; Maschinenkonstruieren und Demonstrationen im Laboratorium, 9. — **A. Weber**: Mechanik und Maschinenlehre, 4, Repetitorium und Übungen, 3; Feuerungsanlagen, 2, Konstruktionsübungen, 2. — **Barbieri**: Photographie II, 1; Photogrammetrie, 1; Photographisches Praktikum, 2. —

Treadwell: Analytische Chemie II, 2; Chemisch-technische Analyse mit Übungen, 4; Probierkunde II, mit Übungen, 2; Analytisch-chemisches Praktikum, 16, 24 und tägl.; Chemisches Praktikum, 2 bezw. 4. — **Berl**: Explosivstoffe, 1; Anorganische Farbstoffe, 1. — **Boßhard**: Anorganische chemische Technologie, 3, Repetitorium, 1; Chemische Technologie der Baumaterialien, 2, Repetitorium, 1; Nahrungsgewerbe, 2; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Cérésole**: Künstliche organische Farbstoffe, 3, Repetitorium, 1; Beleuchtungsindustrie, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Constam**: Thermochemie, 1; Untersuchung, Verwendung und Begutachtung der Brennmaterialien, 1. — **Grete**: Agrikulturchemische Untersuchungsmethoden, 2 *g*. — **Hartwich**: Pharmazeutische Chemie, 5; Ätherische Öle, 1; Toxikologie, 2; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 12; Technische Mikroskopierübungen II: Nahrungsmittel und Gewürze, 4; Warenkunde, 2; Chemische Untersuchung von Nahrungs- und Genußmitteln, tägl.; Pharmakognostische Übungen für Vorgerücktere, tägl. — **Kaufler**: Organische Elektrochemie, 1 *g*; Konstruktionsbestimmung durch physikochemische Methoden, 1 *g*; Molekulartheorie, 1 *g*. — **Lorenz**: Physikalische Chemie I, 2; Technische Elektrochemie, 2; Elektrochemisches Praktikum für Anfänger, 1/2 Tag; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium, tägl. — **Schmidlin**: Spezielle anorganische Chemie: Seltene Erden und radioaktive Elemente, 1; Theoretische Chemie der Farbstoffe, 1. — **Schulze**: Organische Chemie, 3, Repetitorium, 1; Agrikulturchemie II: Fütterungslehre, 2; Übungen im agrikulturchemischen Laboratorium, 4 und 8; Agrikulturchemisches Praktikum für Vorgerücktere, 24. — **Willstätter**: Organische Chemie, 6, Repetitorium, 1, II: Benzolderivate, 2, Repetitorium, 1; Analytisch-chemisches Praktikum, 16 und 24; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl. — **Winterstein**: Physiologische Chemie, 2; Anleitung zu den Arbeiten im agrikulturchemischen Laboratorium, 1. —

Großmann: Darstellende Geometrie, 2, Repetitorium, 1, Übungen, 4; Projektive Koordinatengeometrie, 2, Übungen, 1. — **Baeschlin**: Vermessungskunde I, 4, Übungen, 3, Übungen II, 1 Tag, III, mit Repetition, 3, Größere Vermessungsübungen, 2 Wochen. — **Dumas**: Ausgewählte Kapitel der Infinitesimalrechnung, 2. — **Du Pasquier**: Versicherungsmathematik I: Ausgewählte Kapitel aus der Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2. — **Franel**: Integralrechnung, 4, Repetition, 1, Übungen, 2; Mathematisches Seminar (mit Hurwitz), 2. — **Hurwitz**: Algebraische Gleichungen, 4. — **Geiser**: Ebene Kurven, 4. — **A. Herzog**: Mechanik I, 6, Repetitorium, 1, Übungen, 2. — **Hirsch**: Integralrechnung, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Determinantentheorie, 2; Mathematische Übungen, 2. — **Keller**: Repetition der darstellenden Geometrie, praktisch ausgewählte Kapitel, 2. — **Kollros**: Beschreibende Geometrie, 2, Repetition, 1, Übungen, 4; Geometrie der Lage und des Kreises, 2. — **Kraft**: Analytische Mechanik, 3; Geometrischer Kalkül, 3 und 1; Vektoranalysis, 2—3. — **Meißner**: Ausgewählte Kapitel der analytischen Mechanik, 3. — **Rudio**: Anwendungen der höheren Mathematik, 4. — **Wolfer**: Geographische Ortsbestimmung, 3; Übungen im astronomischen Beobachten, 3; Einleitung in die Astrophysik, 2. —

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 9. | 1. Mai 1909. | 10. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 10 am 8. Mai 1909.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Der Zeeman-Effekt bei den Linien des Thoriumspektrums.

Von B. E. Moore.

Erster Teil.

Einleitung, Versuchsmethode und besondere Merkmale des Thoriumspektrums.

Die vorliegende Arbeit bildet die Fortsetzung einer Untersuchung, die ich vor kurzem im Physikalischen Institut der Universität Göttingen ausgeführt habe[1]). Die Arbeit war auf Anregung des Direktors jenes Instituts, des Herrn Geheimrat Prof. Dr. W. Voigt, unternommen worden, der mir in liebenswürdiger Weise die gesamte erforderliche Ausrüstung zur Verfügung stellte und meine Untersuchung nachdrücklich gefördert hat. — Die Komponenten des Thoriumspektrums waren zu zahlreich und verwirrt, um eine leichte Identifizierung zu gestatten. Ich hatte deshalb die Platten beiseite gelegt, um sie zu untersuchen, wenn ich einmal mehr Zeit zur Verfügung haben würde. Zu dieser nunmehr erledigten Untersuchung standen mir Platten zu Gebote, die bei zwei verschiedenen Feldstärken, sowohl im Spektrum erster wie im Spektrum zweiter Ordnung für Komponenten, die parallel, wie für solche, die senkrecht zu den Kraftlinien schwangen, aufgenommen worden waren, ferner Photographien, die ohne Erregung eines magnetischen Feldes im Spektrum erster wie auch im Spektrum zweiter Ordnung aufgenommen worden waren. Die Linien in den im Magnetfeld und ohne Zwischenschaltung eines Kalzits aufgenommenen Spektrogrammen waren zu verwirrt für eine Untersuchung, und ich habe deshalb diese Platten nicht aufgehoben.

Die senkrecht zu den Kraftlinien schwingenden Komponenten, die *s*-Komponenten, sind meist schärfer als die parallel zu den Kraftlinien schwingenden oder *p*-Komponenten. Die „feldlosen" Linien, d. h. die ohne Felderregung erhaltenen, waren mit Ausnahme einiger, die ein besonderes Verhalten zeigten, im allgemeinen sehr scharf. Ihre Lage ließ sich mit doppelt so großer Genauigkeit bestimmen wie die der *p*-Komponenten. Ich benutzte die feldlosen Linien zur Identifizierung der *s*- und *p*-Komponenten, indem ich abwechselnd die *s*- und die *p*-Komponenten mit ihnen in Juxtaposition brachte. Dieses Verfahren war meines Erachtens genau genug, um den allgemeinen Charakter der in dieser Arbeit verzeichneten Trennungen festzustellen. Wenn einige geringe Verschiebungen der *p*-(= 0) Komponenten vorhanden wären, so würden sie mir entgangen sein, und derartige Verschiebungen würden jedenfalls wegen der Breite der *p*-Komponenten und der teilweisen Überdeckungen ohne Verwendung eines Kalzits der Beobachtung unzugänglich gewesen sein. Die Breite vieler *p*-Komponenten läßt es zweifelhaft erscheinen, ob durch photographische Aufnahme der feldlosen Linien und der *p*-Komponenten auf einer und derselben Platte nach der altbekannten Rowlandschen Methode die Genauigkeit gesteigert worden wäre. Dieses Verfahren möchte vielleicht bei den *s*-Komponenten von Nutzen sein.

Die Möglichkeit von Unsymmetrien kam mir

1) Ann. d. Phys. (4) **25**, 309, 1908.

erst nach den Versuchen in den Sinn. (Ich hatte früher nur zwei Linien beobachtet, die eine Unsymmetrie aufwiesen). Anderenfalls würde es mir wünschenswert erschienen sein, Photogramme nach dieser Methode aufzunehmen. Photogramme, die ohne Kalzit aufgenommen sind, vermögen eine Unsymmetrie zu zeigen, sie sind aber z. B. nicht imstande, darzutun, welche Komponente eines Tripletts verschoben ist. Ebensowenig würde es bei diesen Platten aus den Wellenlängentafeln von Exner und Haschek zu ersehen sein, obwohl diese Tafeln für die Identifizierung von Linien völlig ausreichen.

Die Dissymmetrie ist vor nahezu einem Jahrzehnt von Voigt[1]) behandelt und von Zeeman[2]) experimentell untersucht worden. In neuerer Zeit haben mehrere Beobachter diesen Effekt betrachtet[3]). Die Ergebnisse, die Gmelin für die Quecksilberlinie 5790 $\mu\mu$ erhalten hat, scheinen bestimmter zu sein als die anderer Forscher. Gmelin findet an dieser Linie eine Dissymmetrie, die dem Quadrate der magnetischen Feldstärke proportional ist, und zwar bei einer Änderung der Feldstärke bis auf mehr als das Dreifache. Die beiden bei meinen Versuchen benutzten Feldstärken unterscheiden sich nur um 20 Proz. und die Versuche waren daher für eine Untersuchung über die Änderung der Dissymmetrie mit der Feldstärke nicht in dem Maße geeignet wie die Beobachtungen Gmelins. Aber bei diesem Unterschiede in der Feldstärke hätte sich doch ein Unterschied von 40 Proz. zwischen den Beträgen der Dissymmetrie in den beiden Plattenreihen zeigen müssen, wenn die betreffenden Linien dem quadratischen Gesetz folgten; statt dessen weisen sie anscheinend eine der magnetischen Feldstärke proportionale Verschiebung auf. Indessen zeigen sich nur die stärkeren meiner unsymmetrischen Linien auf Platten, die beiden Feldstärken entsprechen. Einige Fälle von Dissymmetrie an Tripletts, die ich unten verzeichne, sind stark, und die beiderseitigen Entfernungen von der Nullstellung stehen zueinander in einer einfachen Beziehung. Meiner Meinung nach ist dies eine ausgesprochene charakteristische Eigenschaft solcher Tripletts, deren Dissymmetrie der Feldstärke proportional ist. Wenn aber die Dissymmetrie dem Quadrate der Feldstärke proportional oder von der Feldstärke unabhängig (Theorie von Voigt) ist, so sind derartige Verhältnisse zwischen den Abständen bei der Dissymmetrie nur zufällig.

Bei den Linien, die Herr Jack beobachtet hat, und über die Herr Zeeman in dieser Zeitschrift berichtet hat[1]), wird man bemerken, daß keine Dissymmetrie in der Intensität der Komponenten vorliegt. Eine solche Dissymmetrie habe ich stets beobachtet, und zwar ist die weniger verschobene Komponente immer die stärkere, im Einklang mit der Theorie von Voigt. Ich habe indessen viele Linien gefunden, die eine Unsymmetrie in bezug auf die Intensität zeigten, aber keine Dissymmetrie hinsichtlich der Lage. Es waren auch zahlreiche Linien vorhanden, bei denen die eine Komponente scharf und die andere breit war. Das kann von vier Ursachen herrühren. Es kann erstens durch Übereinandergreifen von Linien entstehen. Ein solches Übereinandergreifen ist gewöhnlich leicht zu erkennen. Zweitens kann die ursprüngliche Linie ein sehr enges Duplett sein, deren einzelne Linien nur wenig verschiedene Trennung besitzen. Einige Linien dieser Art wurden entdeckt, aber es ist oftmals schwierig, so enge Paare festzustellen. Drittens kann sich die verbreiterte Komponente bei größerer Feldstärke in zwei Komponenten auflösen, wobei dann schließlich die Linie eine ungleiche Anzahl von Komponenten zu beiden Seiten der Nullage haben würde. Derartige Fälle wurden beobachtet; ich fand z. B. eine Linie, die nur auf den bei größerer Feldstärke aufgenommenen Platten eine Auflösung zeigte. Viertens kann die erwähnte Verschiedenheit eine Art von Dissymmetrie sein.

Die in dieser Arbeit verzeichneten Intensitäten gelten für die Linien im Spektrum erster Ordnung. Die Intensität 1 kommt einer Linie zu, die sich gerade noch ununterbrochen über die Platte fortsetzt. Soweit ich es zu beurteilen vermag, haben die Platten mit den *p*-Komponenten eine um etwa 25 v. H. stärkere Exposition als die mit den *s*-Komponenten.

Ich verwende eine Reihe von Abkürzungen:
„*s*-" und „*p*-" sind bereits erklärt;
„*A*" = angenäherter Betrag der Auflösung;
„*a*" = normale Auflösung = 1,105;
„*r*" = rot;
„*b*" = blau;
„*d*", „diff." = diffus;
„*o*" = Übereinandergreifen;
„λ" = Wellenlänge;
„$\Delta\lambda/\lambda^2$" = Wellenlängenänderung per Zentimeter.

Positive Werte $\Delta\lambda/\lambda^2$ bedeuten eine Verschiebung nach Blau hin.

Zweiter Teil.
Tabellarische Übersicht der Messungen und deren Diskussion.

Die Tabellen I—XI einschließlich enthalten

1) Ann. d. Phys. (4) **1**, 376, 1900.
2) Amsterd. Proc., 30. Dezbr. 1899.
3) E. Gehrcke und O. v. Baeyer, diese Zeitschr. **7**, 905, 1906; Zeeman, diese Zeitschr. **9**, 340, 1908; Gmelin, diese Zeitschr. **9**, 212, 1908; Voigt, diese Zeitschr. **9**, 120, 253, 1908. (Theoretisch.)

1) Diese Zeitschr. **9**, 343, 1908.

Angaben über symmetrische Zerlegungen mit Ausschluß der Tripletts.

Tabelle I enthält zwei Linien mit je 14 Komponenten. Die inneren *s*-Komponenten sind zu schwach, als daß ihr Vorhandensein mit voller Sicherheit behauptet werden könnte. Die äußeren *s*-Komponenten sind diffus und einer Messung von wünschenswerter Genauigkeit nicht zugänglich. Die *p*-Komponenten bei den beiden Linien stimmen sehr nahe überein. Dieser Umstand führt im Verein mit dem allgemeinen Aussehen der Komponenten zu dem Schlusse, daß sie Duplikate sind. Die Zerlegungen ergeben sich als Vielfache von 0,17, und sie stimmen so nahe überein, wie man es bei den *p*-Komponenten nur erwarten kann. Der Wert 0,17 scheint kein aliquoter Teil der normalen Zerlegung „*a*“ zu sein, denn $\frac{a}{6}$ ergibt 0,184 und $\frac{a}{7}$ ergibt 0,158.

Tabelle II enthält zwei Linien mit je 12 Komponenten, die offenbar nicht miteinander verwandt sind. Die Komponenten von $\lambda = 4086{,}71$ Å.-E. sind offenbar untereinander in einfacher Weise verwandt. Sie sind vermutlich alle Vielfache von 0,214. Dieser Wert unterscheidet sich nur wenig von der Größe $\frac{3a}{16}$, die kein aliquoter Teil von *a* ist. Die Ablesungen lassen sich auch etwa ebensogut durch Vielfache von $\frac{a}{11}$ darstellen, einem der aliquoten Teile von *a* nach Runge[1]). Der erstgenannte Wert ergibt für die *s*-Zerlegung einen Abstand von einer Komponente zur andern von $4 \times 0{,}214$ und denselben Wert für den Abstand zwischen den *p*-Komponenten. Der zweite Wert, $\frac{a}{11}$, ergibt gleiche Abstände für die *s*-Komponenten, dagegen erhalten wir für die Abstände zwischen den *p*-Komponenten einmal $\frac{8a}{11}$ und zweimal $\frac{9a}{11}$. Es besteht kaum ein Zweifel darüber, daß der Abstand für die *s*- wie für die *p*-Komponenten derselbe ist. Das führt dazu, den Wert für das aliquote Intervall, $\frac{a}{11}$, zu verwerfen.

Tabelle III enthält zwei Linien mit je 11 Komponenten. Es sind keine Duplikate, doch besteht eine multiple Verwandtschaft zwischen den Komponenten jeder Linie. Die wiederkehrenden Werte sind keine rationalen Teile von *a*.

Tabelle IV enthält zwei Linien mit je 10 Komponenten. Es sind keine Duplikate, und eine einfache Verwandtschaft zwischen den Komponenten besteht augenscheinlich nicht.

1) Diese Zeitschr. **8**, 232, 1907.

Tabelle I.

$\lambda = 4282{,}20$ Å.-E.			$\lambda = 4116{,}91$ Å.-E.		
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	*A*	*i*	$\Delta\lambda/\lambda^2$	*A*
5	—2,26 *s*	14 · 0,17	7	—2,37 *s*	14 · 0,17
1—	— — *s*	—	1—	— — *s*	—
1—	— — *s*	—	1—	— — *s*	—
1—	—1,22 *p*	7 · 0,17	1	—1,19 *p*	7 · 0,17
1	—0,87 *p*	5 · 0,17	2	—0,86 *p*	5 · 0,17
2—	—0,54 *p*	3 · 0,17	3	—0,50 *p*	3 · 0,17
2	—0,17 *p*	1 · 0,17	3	—0,17 *p*	1 · 0,17
2	+0,17 *p*		3	+0,17 *p*	
2	+0,51 *p*		3	+0,51 *p*	
1	+0,86 *p*		2	+0,85 *p*	
1	+1,22 *p*		1	+1,20 *p*	
—	+ — *s*		1—	+ — *s*	
—	+ — *s*		1—	+ — *s*	
5	+2,26 *s*		7	+2,37 *s*	

Tabelle II.

$\lambda = 4086{,}71$ Å.-E.			$\lambda = 4019{,}30$ Å.-E.		
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	*A*	*i*	$\Delta\lambda/\lambda^2$	*A*
5	—2,83 *s*	?	5	—1,99 *s*	?
3	—1,95 *s*		3	—1,45 *s*	
4	—1,25 *p*		1+	—0,89 *s*	
1	—(1,05) *s*		8	—0,80 *p*	
5	—0,42 *p*		1	—0,40 *s*	
1—	—(0,16) *s*		6	—0,35 *p*	
1—	+(0,16) *s*		6	+0,34 *p*	
5	+0,41 *p*		—	+ — *s*	
1	+(1,05) *s*		8	+0,80 *p*	
3	+1,26 *p*		—	+ — *s*	
3	+1,95 *s*		—	+ — *s*	
4	+2,83 *s*		5	+1,99 *s*	

Tabelle III.

$\lambda = 4142{,}87$ Å.-E.			$\lambda = 3434{,}09$ A.-E.		
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	*A*	*i*	$\Delta\lambda/\lambda^2$	*A*
1	—2,25 *p*	10 · 0,23	2	—2,36 *s*	7 · 0,34
5	—1,35 *p*	6 · 0,23	1—	— — *s*	—
2	—1,34 *s*	6 · 0,23	3	—1,04 *p*	3 · 0,34
1	—0,68 *s*	3 · 0,23	1—	— — *s*	—
1+	—0,47 *p*	2 · 0,23	4	—0,34 *p*	1 · 0,34
1	0 *s*		1—	— *s*	0 · 0,34 (?)
1	+0,47 *p*		4	+0,34 *p*	
—	+ — *s*	0	1—	+ — *s*	
2	+1,32 *s*		3	+1,03 *p*	
—	+1,35 *p*	0	1—	+ — *s*	
1	+2,36 *p*		2	+2,36 *s*	

Tabelle IV.

$\lambda = 4094{,}99$ Å.-E.			$\lambda = 3929{,}74$ Å.-E.		
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	*A*	*i*	$\Delta\lambda/\lambda^2$	*A*
1+	—1,51 *s*	?	3	—1,01 *s*	?
2+	—0,92 *s*		4	—0,84 *p*	
10	—0,78 *p*		1	—0,73 *s*	
1+	—0,41 *s*		5	—0,27 *p*	
1	—0,36 *p*		1—	— — *s*	
1	+0,36 *p*		—	+ — *s*	
1+	+0,41 *s*		5	+0,28 *p*	
10	+0,78 *p*		—	+ — *s*	*sb* diff.
2	+0,96 *s*		3	+0,83 *p*	
1	+1,51 *s*		-	+ — *s*	

Tabelle V enthält eine Linie mit 9 Komponenten. Das innere Paar der *s*-Komponenten hat die Trennung $\frac{a}{2}$, aber die übrigen Komponenten haben keine Verwandtschaft zu ihm.

Tabelle V.

$\lambda = 3704,16$ Å.-E.		
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	A
1	—2,08 *s*	?
1	—1,33 *s*	
1	—0,70 *p*	
1	—0,56 *s*	
1+	0 *p*	
1	+0,57 *s*	
2	+0,73 *p*	
—	+ — *s*	diffus
—	+ — *s*	"

Tabelle VI enthält drei Linien mit je 8 durchweg verschiedenen Komponenten. Eine Verwandtschaft zwischen den Komponenten ist nicht augenscheinlich.

Tabelle VII enthält eine Linie mit 7 Komponenten.

Tabelle VIII enthält sieben Linien mit je 6 Komponenten. Es sind keine Duplikate vorhanden, und es kommen bei den verschiedenen Linien nur drei Auflösungen vor, die a oder vielfachen Aliquoten von a entsprechen. Bei $\lambda = 4178,2$ Å.-E. sind die Komponenten $4 \times 0,262$, $3 \times 0,262$ und $2 \times 0,262$ mit Abweichungen von +0,012 bzw. —0,006 und —0,004. Dagegen würden $\frac{4a}{4}$ bzw. $\frac{3a}{4}$ und $\frac{2a}{4}$ Abweichungen von —0,05 bzw. —0,05 und —0,03 ergeben. Derartige Abweichungen in einer Ablesungsreihe schließen die Annahme des Intervalls $\frac{a}{4}$ mit Bestimmtheit aus.

Tabelle IX enthält sieben Linien mit je 5 Komponenten. Duplikate sind nicht vorhanden.

Tabelle VII.

$\lambda = 3792,52$ Å.-E.		
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	A
3	—1,94 *s*	?
1	—1,33 *p*	
1	—1,05 *s*	
12	0 *p*	
1	— *s*	
1	+1,33 *p*	
3	+1,94 *s*	

Tabelle VIII.

$\lambda = 4448,00$ Å.-E.		$\lambda = 4202,03$ Å.-E.		$\lambda = 4182,15$ Å.-E.[1])	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
1+	—1,82 *s*	1—	—0,84 *p*	—	— ? *s*
6	—0,77 *s*	4	—0,69 *s*	6	—1,10 *s*
10	—0,55 *p*	2	—0,27 *p*	10	—0,79 *p*
8	+0,56 *p*	2	+0,28 *p*	8	+0,79 *p*
5	+0,76 *s*	4	+0,69 *s*	4	+1,11 *s*
1	+1,87 *s*	1	+0,83 *p*	—	+ ? *s*

$\lambda = 4178,20$ Å.-E.		$\lambda = 4069,40$ Å.-E.		$\lambda = 3549,83$ Å.-E.	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
3	—1,06 *s*	8	—1,22 *s*	1+	—1,92 *s*
10	—0,78 *p*	2	—0,50 *p*	1	—0,83 *s*
1	—0,52 *p*	4	—0,18 *p*	6	—0,60 *p*
1	+0,52 *p*	4	+0,18 *p*	5	+0,60 *p*
10	+0,78 *p*	3	+0,50 *p*	1	+0,83 *s*
3	+1,06 *s*	8	+1,23 *s*	1	+1,92 *s*

$\lambda = 3338,00$ Å.-E.[2])	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
6	—1,81 *s*
1	—0,89 *p*
1+	—0,36 *p*
1+	+0,32 *p*
1	+0,90 *p*
6	+1,80 *s*

1) Das äußere Komponentenpaar gehört möglicherweise anderen Linien an; dann würde diese Linie nur ein Quadruplett sein.

2) Die *p*-Komponenten sind im Spektrum zweiter, die *s*-Komponenten im Spektrum erster Ordnung gemessen worden.

Tabelle VI.

$\lambda = 4277,49$ Å.-E.			$\lambda = 4180,15$ Å.-E.			$\lambda = 3649,90$ Å.-E.		
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	A	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	A	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	A
1	—1,50 *s*	?	5	— —	breit, möglicherweise 2 oder 3 Komponenten	1+	—2,86 *s*	?
2	—0,97 *s*		3	—1,44 *p*		1—	— — *s*	
12	—0,70 *p*		1	—1,08 *p*		1	—1,20 *p*	
1	—0,46 *s*		1 —	— (?) *p*		2	0 *ps*	
1	+0,46 *s*		1—	+ (?) *p*		1—	+1,20 *p*	
10	+0,70 *p*		1	+1,09 *p*		—	+ — *s*	
2	+0,99 *s*		3	+1,44 *p*		1+	+2,86 *s*	
1	+1,50 *s*		—	+ — *s*	0			

Tabelle IX.

$\lambda = 4624,22$ Å.-E.	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
1—	—(1,89) s
2	— 0,41 p
3	0 p
2	+ 0,41 p
1—	+ 1,89 s

$\lambda = 4499,13$ Å.-E.[1]	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
1	—(1,53) s
1+	—(0,43) p
2	0 p
1	+(0,43) p
1	+(1,89) s

$\lambda = 4369,50$ Å.-E.[2]	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
2	—2,07 s
1	—0,98 p
5	0 p
1	+0,98 p
2	—2,07 s

$\lambda = 3892,40$ Å.-E.	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
1	—1,91 s
4	—0,66 p
1	0 p
3	+0,66 p
1	+1,91 s

$\lambda = 3872,51$ Å.-E.[3]	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
—	— s
—	— p
1	0 p
5	+0,57 p
3	+1,30 s

$\lambda = 3842,10$ Å.-E.[4]	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
12	—1,75 s
2	—1,38 p
30	0 p
1+	+1,40 p
12	+1,75 s

$\lambda = 3589,47$ Å.-E.[5]	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
—	——— s
1	—0,55 p
1+	0 p
1	+0,57 p
—	+— s

Ich habe 166 Quadrupletts ausgemessen[6]). Dabei waren einige wenige Duplikate, doch habe ich unter diesen keine Serien gefunden. Ich gebe einige Beispiele für diese Linien an. In der Spalte für die Intensitäten ist erst die rote und danach die blaue Komponente aufgeführt. In der Spalte für die Zerlegung ist erst die s-Komponente und danach die p-Komponente angegeben. Jede dieser Komponenten hat doppeltes Vorzeichen, d. h. es ist sowohl eine blaue als auch eine rote Komponente vorhanden. In der Tabelle X sind solche Quadrupletts aufgeführt, deren s-Komponenten nahezu dieselbe Auflösung haben wie die Quadrupletts der Hauptserie, nämlich 1,47. Keine dieser Linien hat aber dieselbe Auflösung für die p-Komponenten wie die Linien dieser Serie, nämlich 0,74. Die Linien $\lambda = 3894,53$ Å.-E. und $\lambda = 3667,13$ Å.-E. sind möglicherweise Duplikate, die erstere scheint aber einem schärferen Typus anzugehören.

Wenn man umgekehrte Quadrupletts mit gleichen Abständen der p-Komponenten zusammenstellt, so findet man ähnliche Abweichungen zwischen den Abständen der s-Komponenten. So zeigt Tabelle XI die Verschiedenheit der s-Komponenten, wenn man den Wert für die p-Zerlegung der Quadrupletthauptserie, nämlich 0,74, zugrunde legt. Möglicherweise sind die Linien $\lambda = 3981,28$ Å.E., $\lambda = 3471,40$ Å.-E. und $\lambda = 3386,64$ Å.-E. Duplikate, ebenso die Linien $\lambda = 4085,22$ Å.-E., $\lambda = 3642,41$ Å.-E. und $\lambda = 3612,57$ Å.-E. Wahrscheinlicher ist es, daß keine von diesen Linien Duplikate sind. Man kann viele andere Werte für die s- oder die p-Zerlegung wählen und danach aus diesen Quadrupletts Gruppen aufstellen; man wird dann bei den entsprechenden p- oder s-Komponenten ähnlich weite Verschiedenheiten finden. Das legt die Vermutung nahe, daß es vielleicht eine beschränkte Anzahl von Werten für die Zerlegung gibt, die aber in verschiedener Weise auf die einzelnen Linien verteilt sind. Andererseits besteht auch die Möglichkeit, daß der Zusammenhang nur ein vermeintlicher ist. Man kann nämlich in sehr kleinen Schritten von der kleinsten bis zur größten Zerlegung fortschreiten und bei jedem Schritte Linien finden. Unter solchen Verhältnissen ist die Vergleichung dieser Quadrupletts mit ähnlichen Linien bei anderen Stoffen ohne wesentliche Bedeutung. Beispielsweise finden wir eine Anzahl Linien, deren Zerlegung beim Yttrium und beim Zirkonium in nahezu

Tabelle X.

λ	i		$\Delta\lambda/\lambda^2$
4401,87	2	2	1,50 s
	4	5	1,22 p
3894,53	1	1	1,50 s
	1+	1+	0,84 p
3718,02	5	3	1,46 s
	2	1	0,20 p
3667,13	1	1	(1,43) s
	2	2	(0,86) p
3364,79	4	4	1,45 s
	3	2+	0,61 p

Tabelle XI.

λ	i		$\Delta\lambda/\lambda^2$
4085,22	8	8	1,13 s
	15	15	0,78 p
3981,28	6	8	1,36 s
	10	10	0,78 p
3979,20	2	3	1,20 s
	4	3	0,76 p
3963,33	2	2	1,26 s
	3	3	0,72 p
3642,41	4	5	1,13 s
	4	3	0,72 p
3612,57	2	2	1,08 s
	6	5	0,75 p
3471,40	1+	1+	1,36 s
	3	3	0,74 p
3386,64	1	1	1,31 s
	4	3	0,75 p

1) Die s-Komponenten sind auf der Innenseite diffus, und es sind vermutlich andere Komponenten zugegen.

2) Die s-Komponenten sind diffus, und die p-Komponenten haben einen diffusen Hintergrund.

3) Die pr- und die sr-Komponenten sind teilweise überdeckt.

4) Die mittlere p-Komponente ist möglicherweise doppelt.

5) Beide s-Komponenten sind teilweise überdeckt.

6) Dieser Typus konnte ebensowenig wie die folgenden hier mit allen Einzelheiten wiedergegeben werden. Sie werden in den Nebraska University Studies veröffentlicht werden, und ich bin gern bereit, Interessenten auf Wunsch einen Sonderabdruck dieser Veröffentlichung zugehen zu lassen.

doppelter Stärke auftritt, ganz besonders bei dem letztgenannten Element, das eine größere Anzahl von Quadrupletts und eine größere Mannigfaltigkeit im Betrage der Zerlegung hat. Unter diesen Verhältnissen erscheint es durchaus bemerkenswert, daß die Hauptserie der Quadrupletts beim Thorium ganz zu fehlen scheint.

Die Tabellen XII—XVI einschließlich enthalten ein Verzeichnis solcher Linien, die unsymmetrische Komponenten haben, mit Ausschluß der Tripletts. Nach dem im Eingang Gesagten lassen meine Beobachtungen über Dissymmetrien manche Details unaufgeklärt. Immerhin wird der Hinweis, daß gewisse Linien Unregelmäßigkeiten zeigen, Interesse haben. Weitere Beobachtungen können vielleicht alle Details klarstellen.

Tabelle XII betrifft eine unsymmetrische Linie mit neun Komponenten. Es sind zwei rote und eine blaue *p*-Komponente vorhanden. Die letztere ist doppelt so stark verschoben wie die innere rote Komponente. Die andere rote Komponente hat den Wert des „normalen" Tripletts, steht aber in keiner einfachen Beziehung zu den übrigen *p*-Auflösungen oder zu den Auflösungen der *s*-Komponenten.

Tabelle XIII zeigt eine unsymmetrische Linie mit sieben Komponenten. Sowohl die *p*- wie die *s*-Komponente ist unsymmetrisch, aber die starke nicht verschobene *p*-Komponente ist die einzige, deren Lage mit wünschenswerter Genauigkeit bestimmt werden konnte.

Tabelle XIV enthält vier Linien mit je sechs Komponenten. Ihre hauptsächlichen Merkmale sind in den Fußnoten verzeichnet.

Tabelle XII.

$\lambda = 3722{,}06$ Å.-E.	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
2	+1,59 *s*
2	+0,99 *s*
8	+0,90 *p*
2	+0,38 *s*
2	−0,32 *s*
2	−0,45 *p*
2	−1,02 *s*
6	−1,11 *p*
1+	−1,62 *s*

Tabelle XIII.

$\lambda = 3959{,}38$ Å.-E.	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
1	−2,00 *s*
1	−1,42 *p*
1	−0,80 *s*
5	0 *p*
1	+0,98 *s*
1+	+1,23 *p*
1+	+1,87 *s*

Tabelle XIV.

$\lambda = 4295{,}25$ Å.-E.[1]		$\lambda = 3998{,}01$ Å.-E.[2]	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
1	−2,45 *p*	—	— — *s*
1	−1,94 *s*	—	— — *s*
5	−1,11 *s*	12	−0,66 *p*
12	0 *p*	10	+0,97 *p*
7	+1,11 *s*	—	+ — *s*
1	+1,77 *p*	—	+ — *s*

$\lambda = 3828{,}58$ Å.-E.[3]		$\lambda = 3678{,}19$ Å.-E.[4]	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
2	− 1,63 *s*	1+	−2,20 *s*
1	− 0,90 *s*	2	−1,36 *s*
7	− 0,55 *p*	10	−0,26 *p*
5	+ 0,45 *p*	4	+0,26 *p*
2	+ 0,96 *s*	4	+0,88 *s*
1	+(1,30) *p*	2	+2,08 *s*

Tabelle XV.

$\lambda = 4342{,}45$ Å.-E.		$\lambda = 4115{,}85$ Å.-E.		$\lambda = 4100{,}57$ Å.-E.	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
1−	−(1,56)? *s*	2	−1,66 *s*	2	−1,64 *s*
6	− 1,11 *s*	2	−0,84 *p*	2	−0,52 *p*
12	− 0,54 *p*	2	0 *p*	1+	0 *p*
5	+ 0,80 *p*	1+	+0,42 *p*	3	+0,69 *p*
6	+ 1,10 *s*	2	+1,66 *s*	3	+1,64 *s*

$\lambda = 4075{,}92$ Å.-E.		$\lambda = 3938{,}86$ Å.-E.		$\lambda = 3822{,}33$ Å.-E.	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
2	−0,80 *s*	3	−1,39 *s*	6	−1,03 *s*
3	−1,27 *p*	3	−1,23 *p*	4	−0,85 *p*
3	0 *p*	1	0 *p*	2	−0,17 *p*
3	+0,95 *p*	8	+0,81 *p*	2	+1,12 *p*
1+	+0,80 *s*	4	+1,39 *s*	3	+1,33 *s*

$\lambda = 3709{,}82$ Å.-E.	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
1	−(1,55) *p*
1	−(0,97) *s*
5	0 *p*
3	+ 0,50 *s*
—	+ ? *p*

1) Das äußere Paar der *p*-Komponenten kann von Verunreinigungen herrühren. Im Spektrum zweiter Ordnung ist die *p*-Komponente in der Null-Lage auf der roten Seite diffus und sieht wie ein schwacher Trabant aus. Die Linie auf der „feldlosen" Platte ist gleichfalls auf der roten Seite diffus. Die Mitte der *s*-Komponenten wurde halbwegs zwischen den beiden stärkeren Komponenten angenommen. Wenn hier zwei Linien vorliegen, so ist die Hauptlinie ein symmetrisches Triplett und die schwächere ein symmetrisches Quadruplett mit größerer Zerlegung bei den *p*- als bei den *s*-Komponenten.

2) Es liegen vier, wenn nicht gar sechs *s*-Komponenten vor.

3) Die äußere blaue Komponente gehört möglicherweise der benachbarten Linie an.

4) Auf den „feldlosen" Platten sind im Spektrum zweiter Ordnung zwei Linien, sofern es sich nicht um die Umkehrung handelt, die sich im Spektrum erster Ordnung gezeigt haben

Tabelle XV enthält sieben Linien mit je fünf Komponenten. Von diesen sind mindestens sechs nur in bezug auf die *p*-Komponenten unsymmetrisch. Für die Komponenten der Linie $\lambda = 4115{,}85$ Å.-E. besteht das Verhältnis $0 \times 0{,}417$, $1 \times 0{,}417$, $2 \times 0{,}417$, $4 \times 0{,}417$. Die drei erstgenannten Werte stellen die unsymmetrischen *p*-Komponenten dar und der letztgenannte das symmetrische Paar der *s*-Komponenten. Bei den *p*-Komponenten von $\lambda = 3938{,}86$ Å.-E. finden wir die Werte $0 \times 0{,}41$, $2 \times 0{,}41$, $3 \times 0{,}41$; das ist praktisch dasselbe Intervall wie bei der vorgenannten Linie. Die *s*-Komponenten stehen aber in keiner offensichtlichen Beziehung zu diesem Intervall. Wir können versuchen, die *p*- und die *s*-Komponenten als Vielfache des Intervalls $\frac{a}{11}$ miteinander in Verbindung zu bringen. Wir haben dann $\frac{0 \cdot a}{11}$, $\frac{8 \cdot a}{11}$, $\frac{12 \cdot a}{11}$, $\frac{14 \cdot a}{11}$. Legen wir dieses Intervall bei der vorgenannten Linie zugrunde, so ergeben sich große Unstimmigkeiten in den Ablesungen. Bei der Linie $\lambda = 3709{,}82$ Å.-E. stehen die *s*-Komponenten hinsichtlich der Zerlegung nahezu im Verhältnis 1 : 2 und hinsichtlich der Intensität im Verhältnis 3 : 1.

Tabelle XVI enthält 33 Quadrupletts. Von diesen haben 24 unsymmetrische *p*-Komponenten und 15 unsymmetrische *s*-Komponenten. Sechs von diesen Linien sind „schief", d. h. es liegen auf der einen Seite von der Mitte aus mehr Komponenten als auf der anderen. Bei dreien von diesen Linien, nämlich bei $\lambda = 4619{,}67$ Å.-E., $\lambda = 4318{,}65$ Å.-E. und $\lambda = 4105{,}55$ Å.-E. ist das

Tabelle XVI.

λ = 4619,67 Å.-E.		λ = 4352,87 Å.-E.		λ = 4347,40 Å.-E.	
i	Δλ/λ²	*i*	Δλ/λ²	*i*	Δλ/λ²
1—	—1,17 *s*	3	—1,35 *s*	2	—1,62 *s*
2	—1,04 *s*	12	—0,51 *p*	4	—0,43 *p*
10	0 *p*	4	+1,03 *p*	1+	+0,81 *p*
5	+1,11 *s*	3	+1,35 *s*	2	+1,62 *s*

λ = 4318,65 Å.-E.		λ = 4165,92 Å.-E.		λ = 4164,43 Å.-E.	
i	Δλ/λ²	*i*	Δλ/λ²	*i*	Δλ/λ²
5	—1,45 *s*	1	—(1,05) *s*	5	—1,18 *s*
10	0 *p*	3	— 0,99 *p*	4	—0,71 *p*
3	+0,89 *s*	4	+ 0,76 *p*	3	+0,44 *p*
1	+2,00 *s*	1	+(0,88) *s*	3	+1,18 *s*

würde. **Exner** und **Haschek** geben nur eine Linie an. Angenommen, es handle sich um zwei Linien, so ist das innere Paar der *s*-Komponenten zu der stärkeren Linie (oder der roten *p*-Komponente) symmetrisch; man ist dann aber in Verlegenheit, was mit dem äußeren Paar der *s*-Komponenten anzufangen ist.

λ = 4105,55 Å.-E.		λ = 4060,03 Å.-E.		λ = 4050,02 Å.-E.	
i	Δλ/λ²	*i*	Δλ/λ²	*i*	Δλ/λ²
2	—1,31 *s*	1	—(1,03) *s*	3	—1,59 *s*
1	—0,76 *s*	1—	—(0,70) *p*	8	0 *p*
8	0 *p*	2	+(0,36) *p*	1	+0,84 *s*
6	+1,04 *s*	1	+(1,03) *s*	1	+2,44 *s*

λ = 4036,22 Å.-E.		λ = 4027,15 Å.-E.		λ = 3993,86 Å.-E.	
i	Δλ/λ²	*i*	Δλ/λ²	*i*	Δλ/λ²
1	—1,73 *s*	2	—1,15 *s*	1	—(1,10) *s*
1	—0,55 *s*	3	—0,27 *p*	1+	—(0,38) *p*
6	0 *p*	2	+0,38 *p*	1	+(0,76) *p*
3	+1,84 *s*	2	+1,15 *s*	1	+(1,10) *s*

λ = 3955,28 Å.-E.		λ = 3895,55 Å.-E.[1]		λ = 3873,56 Å.-E.	
i	Δλ/λ²	*i*	Δλ/λ²	*i*	Δλ/λ²
1+	—1,53 *s*	8	—1,02 *s*	2	—0,66 *s*
5	—0,74 *p*	5	—0,11 *p*	5	—0,31 *p*
3	+0,38 *s*	2	+0,23 *p*	1	+0,96 *p*
2	+1,48 *p*	8	+1,02 *s*	1	+1,30 *s*

λ = 3867,42 Å.-E.		λ = 3866,21 Å.-E.		λ = 3842,69 Å.-E.	
i	Δλ/λ²	*i*	Δλ/λ²	*i*	Δλ/λ²
1	—0,38 *s*	7	— 0,60 *s*	2	— 1,25 *s*
3	—0,42 *p*	3	— 0,82 *p*	2	—0,38 *p*
1+	+1,32 *p*	6	+0,46 *p*	1	+0,76 *p*
1	+0,38 *s*	3	+1,26 *s*	1	+1,56 *s*

λ = 3838,01 Å.-E.		λ = 3827,07 Å.-E.		λ = 3815,95 Å.-E.[2]	
i	Δλ/λ²	*i*	Δλ/λ²	*i*	Δλ/λ²
2	— 1,54 *s*	1	—0,66 *s*	3	— 0,53 *s*
4	0 *s*	3	—0,80 *p*	5	—0,19 *p*
12	0 *p*	5	+0,52 *p*	1	+1,68 *p*
3	+1,70 *s*	2	+0,38 *s*	1	+1,73 *s*

λ = 3814,12 Å.-E.		λ = 3813,79 Å.-E.[3]		λ = 3790,10 Å.-E.[4]	
i	Δλ/λ²	*i*	Δλ/λ²	*i*	Δλ/λ²
1—	— (0,90) *s*	—	— — *s*	5	—0,51 *s*
1	— (0,79) *p*	3	— 0,40 *p*	—	— — *p*
1	+(0,79) *p*	1	+0,53 *p*	2	+0,68 *p*
2	+(0,32) *s*	3	+1,31 *s*	1	+0,98 *s*

1) Die *s*-Komponenten sind im Spektrum erster Ordnung, die *p*-Komponenten im Spektrum zweiter Ordnung gemessen.

2) Die Komponenten mit der Intensität 1 könnten der Linie $\lambda = 3815{,}78$ Å.-E. angehören, deren blaue Komponenten zu sehen sind. Letztere würde dann unsymmetrisch sein. Nehmen wir dies an, so haben wir keine blauen Komponenten für diese stärkere Linie.

3) **Exner** gibt für diese Linie den Wert $\lambda = 3813{,}85$ Å.-E. an. Dadurch würde die Dissymmetrie größer werden.

4) Die *sr*-Komponente wird durch die *sb*-Komponente von $\lambda = 3790{,}26$ Å.-E. teilweise überdeckt.

$\lambda = 3783,15$ Å.-E.[1]		$\lambda = 3778,00$ Å.-E.[2]		$\lambda = 3776,10$ Å.-E.	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
—	−(1,13) s	3	−0,27 s	4	−1,07 s
8	−0,51 p	2	−0,27 p	6	−1,08 p
6	+1,00 p	1—	+0,94 p	5	+1,59 p
6	+(1,13) s	1	+1,16 s	3	+1,55 s

$\lambda = 3775,47$ Å.-E.		$\lambda = 3771,80$ Å.-E.[3]		$\lambda = 3770,25$ Å.-E.	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
1—	−1,05 s	3	−1,05 s	—	−(1,17) s
2	−0,57 p	2	−0,91 p	6	−0,65 p
1	+0,85 p	1—	+(1,81) p	4	+0,95 p
2	+0,48 s	1—	+(1,55) s	3	+0,55 s

$\lambda = 3751,90$ Å.-E.[4]		$\lambda = 3712,80$ Å.-E.		$\lambda = 3617,88$ Å.-E.[5]	
i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$	i	$\Delta\lambda/\lambda^2$
1—	−(−) s	2	−1,36 s	1—	— — s
1	0 s	3	−1,30 p	2	−1,02 p
2	0 p	5	+0,59 p	1	+2,04 p
1	+1,46 s	2	+1,36 s	1—	+ — s

Mittel aus den beiden Zerlegungen auf der einen Seite symmetrisch zur Lage der dritten Komponente auf der anderen Seite der Mitte. Dasselbe gilt vermutlich auch für die Linie $\lambda = 4050,02$ Å.-E., aber nicht für $\lambda = 4036,22$ Å.-E. Der Abstand zwischen diesen beiden Komponenten, die als eine Aufspaltung einer Komponente erscheinen, ist bei diesen Linien sehr verschieden. Bei der Linie $\lambda = 4619,67$ Å.-E. erscheinen die beiden s-Komponenten auf der einen Seite auf den bei der schwächeren magnetischen Feldstärke aufgenommenen Platten nicht getrennt, sondern zeigen das Aussehen einer verbreiterten Linie. Viele andere Linien haben Komponenten von solch verbreitertem Charakter (siehe S. 298 „drittens"). Wir finden bei den Zerlegungen dieser Komponenten die Verhältnisse 1 : 2, 2 : 3 und 3 : 4, wo wir das Verhältnis 1 : 1 erwarten sollten. Einige von diesen Verhältnissen kommen mehr als einmal vor. Die Linien sind dann aber ungleich, weil diese Proportionalitätsfaktoren mit verschiedenen Größen (den sogenannten „Intervallen") multipliziert werden müssen, um die beobachteten Zerlegungen zu ergeben. Linien, welche für die p- oder s-Komponenten dieselben Abstände haben, haben gewöhnlich verschiedene Abstände für ihre s- oder p-Komponenten, wie ich schon bei den symmetrischen Quadrupletts der Tabellen X und XI bemerkt habe. Dieses Charakteristikum verringert die Möglichkeit für das Auftreten von Duplikaten bedeutend.

Ich habe 663 Tripletts ausgemessen. Ich fand Zerlegungen zwischen den Grenzen 0,64 und 2,63. Von 0,70 bis 1,80 kann man fast für jede Wertstufe von 0,01 einen oder mehrere Fälle von Zerlegung finden. Da der Fehler beträchtlich größer sein kann als dieser Betrag, so besteht keine Möglichkeit, sie irgendwie zu einer kleineren Anzahl von Größenstufen zusammenzufassen. Indessen hat es allerdings den Anschein, als bestehe eine Verwandtschaft zwischen diesen Linien. Eine Linie mit gegebener Zerlegung hat oft einen eng benachbarten Trabanten mit einer Zerlegung von derselben Größe. Zuweilen verhalten sich mehr als zwei eng benachbarte Linien gleich. Die photographischen Platten lassen ferner analog ganze Linienbündel oder Liniengruppen vermuten. Das auffälligste derartige Bündel ist in Tabelle XVII wiedergegeben. Es mag sechs bis sieben Linien mit identischer Zerlegung haben. Diese sechs Linien unterscheiden sich nur wenig von dem normalen Triplett nach Runge ($a = 1,105$) und sind vielleicht mit ihm identisch. In einem anderen Bündel, das in Tabelle XVIII wiedergegeben ist, sind von den sechs Linien drei gleich.

Naturgemäß sucht man nach einer Wiederholung dieser Bündel oder Gruppen längs des ganzen Spektrums, wie man sie in den Spektralserien findet. Derartige Gruppen könnten im allgemeinen Linien mit Zerlegungen von verschiedener Größe und Linien mit verschiedener Anzahl von Komponenten haben. Eine Gruppe

Tabelle XVII.

λ	i			$\Delta\lambda/\lambda^2$
4383,69	1+	5	1	1,28
4382,10	25	50	25	1,11
4381,61	—	10	5	1,14
4378,34	1+	5	1	1,11
4377,50	2+	8	2	1,14
4375,77	1	5	1	1,12
4374,96	6	15	6	1,12

Tabelle XVIII.

λ	i			$\Delta\lambda/\lambda^2$
4286,90	2	4	2	1,17
4286,38	3	8	3	1,17
4285,38	2	4	2	0,72
4285,15	4	8	4	0,86
4283,70	6	10	8	1,35
4283,25	1	3	1	(1,17)

1) Die sr-Komponente ist teilweise überdeckt. Die Linie $\lambda = 3783,27$ Å.-E. nach Exner und Haschek habe ich nicht gefunden. Vielleicht könnte sie diese sein.

2) Es schien, als ob die schwachen blauen Komponenten irgendeiner anderen Linie angehören könnten. Dann würden die s- und die p-Komponenten der Lage nach identisch sein, aber es würden nur rote Komponenten vorhanden sein.

3) Die pb-Komponente ist teilweise überdeckt. Die sb-Komponente ist breit und möglicherweise doppelt. Ihre Mitte wurde gemessen, wie angegeben. Sie ist sicherlich unsymmetrisch.

4) Diese Linie ist vielleicht symmetrisch. Die sr-Komponente ist diffus.

5) Die s-Komponente ist diffus, aber kleiner als die p-Komponente.

Tabelle XIX.

λ	i			$\Delta\lambda/\lambda^2$		
	$-s$	p	$+s$	$-s$	p	$+s$
3875,85	6	8	4	2,10	0	1,07
3875,56	3	2	2	1,26	+0,888	0,26
3875,00	2	10	8	1,37	0	1,00
3874,35	1	6	4	1,35	−0,23	0,66
3867,02	6	7	5	1,02	0	0,52
3854,61	25	15	12	1,08	0	1,78
3836,65	3	15	10	1,30	0	0,66
3831,90	8	20	5	0,86	0	1,62
3820,09	1−	3	2	0,93	0	0,69
3819,44	2	6	6	0,82	+0,22	0,55
3819,25	1−	3	3	1,07	0	0,43
3815,16	2	8	5	0,92	0	0,43
3810,00	5	20	8	1,71	0	0,84
3801,61	2	6	5	1,28	+0,37	0,64
3798,25	2	6	2	1,45	0	1,82
3797,66 [1])	2	8	5	1,41	0	2,25 ?
3795,53	2	5	5	1,09	0	0,74
3787,04	1	8	2	1,42	0	1,13
3772,41	5	6	3	0,94	0	1,86
3769,80	2	1	1+	1,09	0	1,20
3768,62 [1])	3	5	4	1,20	0	1,49
3764,01	1	1	1	0,81	0	0,98
3761,28	4	10	6	1,87	0	1,30
3760,48	2	5	1−	0,49	0	(2,42) ?
3759,46	3	5	5	1,47	0	1,06
3748,45	2	10	4	1,50	0	0,90
3744,89	2	10	5	1,76	0	0,93
3723,85	2	6	5	1,50	0	1,17
3706,15	2	4	1	0,48	0	0,95
3656,31	2	6	1	0,55	0	1,13

vom Typus der in der Tabelle XVII angegebenen ist von allen Typen am leichtesten zu erkennen. Indessen sind meine bezüglichen Nachforschungen ohne Erfolg geblieben.

Tabelle XIX gibt eine Reihe von unsymmetrischen Tripletts. Die Zerlegungen sind in drei Spalten aufgeführt: die Spalte „$-s$" enthält die rote Komponente der Schwingung senkrecht zu den Kraftlinien und die Spalte „$+s$" die blaue Komponente derselben Schwingung.

Tabelle XX gibt einige Linien wieder, bei denen sich eine kleine Verschiebung der s- und der p-Schwingungen, aber ohne Zerlegung, zeigte. Diese Werte ließen sich nicht genau bestimmen, weil die „feldlosen" Linien, die im allgemeinen sehr scharf waren, im vorliegenden Falle breit

Tabelle XX.

λ	i			$\Delta\lambda/\lambda^2$	
	feldlos	s	p	s	p
3870,30	1	6	4	−0,23	0
3870,13	2	3	3	+0,23	0
3869,54	2	5	5	−0,26	0
3868,04	2	3	3	−0,23	+0,52
3867,77	2	3	3	−0,69	−0,60
3829,81	1	4	3	−0,27	0
3808,80	1−	1+	1+	−0,31	+0,26
3751,22	2	1	2	+0,33	−0,22

1) Teilweises Übergreifen auf die blaue Komponente.

waren und zuweilen einen Raum so groß wie die verzeichnete Entfernung zwischen den p- und den s-Schwingungen einnahmen. So viel scheint aber durchaus sicher, daß die p- und die s-Komponenten nicht symmetrisch zu der breiten „feldlosen" Linie lagen. Fünf von diesen Linien liegen in einem sehr engen Gebiet.

Tabelle XXI enthält ein paar ausgewählte Beispiele aus der Reihe der unzerlegten Linien. Ich habe in dieser Tabelle die Intensität für die Linien angegeben für den Fall, daß kein Feld auf den Funken wirkte, sowie für die s- und für die p-Komponenten bei Einwirkung des Feldes. Es finden sich hier nämlich schon eigentümliche Verhältnisse. Die Gruppen „A", „B" und „C" sind Vertreter je eines ganz engen Spektralbezirkes. In der Gruppe „A" ist bei allen Linien, mit Ausnahme von vieren, die Intensität der s-Komponente größer als die der p-Komponente. In der Gruppe „B" sind die Intensitäten der p- und der s-Komponente nahezu gleich. In der Gruppe „C" hingegen ist mit einer Ausnahme die Intensität der p-Komponente größer als die der s-Komponente. Diese Gruppen wiederholen sich in der ganzen Reihe der unzerlegten Linien mehrfach. Die Gruppe „D" umfaßt eine Reihe von Linien, die sich möglicherweise zu ganz engen Paaren zusammenfassen lassen. Es ist durch Zeeman festgestellt, daß das Verhältnis der Intensitäten der p- und

Tabelle XXI.

λ	i feldlos	i s	i p	
3851,72	1+	3	3	„A“
3851,36	2	2	4	
3851,24	2	1	1—	
3851,09	1	2	1—	
3850,93	2	2	1—	
3850,74	1	1—	—	
3850,56	1	1	1—	
3850,39	1	1	3	
3850,23	5	3	10	
3850,06	1	3	2	
3849,83	1	2	2	
3849,43	1	5	3	
3849,07	2	8	12	
3848,93	1—	1	3	
3846,40	2	6	8	„B“
3846,16	1	?	2	
3845,68	3	8	8	
3845,16	2	6	6	
3844,81	—	1	1	
3844,37	3	8	7	
3844,18	1	2	2	
3843,57	2	2	3	
3841,87	1	—	3	„C“
3841,14	1—	1—	4	
3840,99	3	—	1	
3840,61	3	6	7	
3839,56	2	—	3	
3839,33	2	7	5	
3865,54	—	1	2	„D“
3865,33	1	4	—	
3865,14	1	—	—	
3865,00	—	1	1—	
3861,86	1	5	4	
3861,69	5	5	12	
3814,99	1	5	3	
3814,87	2	5	7	
3814,73	1	1—	—	
3764,48	1—	3	1	
3764,26	1	—	1	

der s-Komponenten durch den Vorgang der Metallreflexion am Gitter beeinflußt werden kann. Aber um eine solche Wirkung kann es sich hier nicht handeln, da die Linien mit verschiedenen Intensitätsverhältnissen einander ganz nahe liegen. Vermutlich gehen diese Effekte auf eine magnetische Orientierung der leuchtenden Moleküle zurück, wie sie Voigt bei der Theorie des Zeemaneffektes voraussetzt.

Die Tabellen XIX, XX und XXI enthalten Beispiele aus einem engen Bezirk des Spektrums, der sich allgemein dadurch charakterisieren läßt, daß er gänzlich von dem übrigen Thoriumspektrum verschieden ist, und daß der Zeemaneffekt außergewöhnlich oder das Fehlen des Zeemaneffektes häufig ist. Diesem Bezirk gehören auch eine große Anzahl der in den anderen Tabellen verzeichneten unsymmetrischen Linien an. Bei ungefähr $\lambda = 3884$ Å.-E. beginnt die Kohlenstoffbande, deren Linien sich ein Stück weit nach der violetten Seite hin erstrecken. Die genannte Gruppe von Linien dürfte ebenfalls ungefähr an diesem Punkte beginnen. Ich habe zunächst einige der Exner- und Haschekschen Linien ausgelassen, in der Meinung, daß sie der Kohlenstoffbande angehörten. Die erste in diesem Bezirk gemessene Linie ist $\lambda = 3875,85$ Å.-E. und die letzte $\lambda = 3656,31$ Å.-E. Am Anfang der Gruppe sind die Linien im Magnetfelde entweder unsymmetrisch, oder unzerlegt, oder ein wenig verschoben. Am Anfang dieser Gruppe finden sich keine symmetrischen Typen; je weiter man indessen nach der violetten Seite hin fortschreitet, um so mehr nimmt die Zahl der symmetrischen Linien zu. Bei $\lambda = 3700$ Å.-E. überwiegen die symmetrischen Linien, aber Spuren einer Dissymmetrie finden sich noch bis herab zu $\lambda = 3656,31$ Å.-E.

Außerhalb dieses Bezirkes findet sich nur eine kleine Anzahl unzerlegter Linien. Einige von ihnen scheinen paarweise und gruppenweise miteinander verwandt zu sein. Ich habe diese Linien in Tabelle XXII zusammengefaßt. Die Paare sind in dieser Tabelle durch kleine und die Gruppen durch große Klammern kenntlich gemacht.

Tabelle XXII.

λ	i s	i p
4184,95	5	7
4183,76	5	5
4180,99	5	4
4176,55	4	3
4175,00	1	1
4155,59	1	2
4155,46	4	5
4152,45	2	3
4146,13	3	3
3597,59	2	3
3590,42	4	3
3590,08	2	2
3589,22	5	6
3588,50	8	2
3579,62	10	2
3570,03	3	4
3569,82	3	3
3545,59	5	6
3545,19	3	4
3544,25	2	3

Dritter Teil.

Schlußfolgerungen.

1. Linien mit sechs oder mehr Komponenten sind beim Thorium verhältnismäßig wenig vertreten. Die Zerlegungen sind bei sehr vielen von ihnen Multipla kleinerer Werte. Diese kleinen

Werte stehen nicht in enger Beziehung zu aliquoten Teilen einer „normalen" Zerlegung.

2. Es finden sich zahlreiche Linien, die sowohl hinsichtlich der Zerlegung als auch hinsichtlich der Intensität unsymmetrisch sind. Die stärkere Komponente ist stets die weniger verschobene.

3. Es finden sich einige wenige Linien mit ungleicher Anzahl von Komponenten zu beiden Seiten der Null-Lage.

4. Es finden sich sehr viele Linien, die hinsichtlich der Intensität unsymmetrisch sind, aber keinerlei Dissymmetrie der Lage zeigen.

5. Die Komponenten sind oft in bezug auf die Breite unsymmetrisch; d. h., die eine Komponente ist scharf und ihre Gegnerin auf der anderen Seite breit. Einige dieser breiten Komponenten sehen so aus, als ob sie sich bei höheren Feldstärken auflösen und dann Linien vom Typus der unter 3 genannten liefern würden.

6. Es finden sich zahlreiche Linien, die zwar im Magnetfelde nicht zerlegt, aber durch das Feld in eigentümlicher Weise beeinflußt werden. Einige unter ihnen schwingen stärker in Richtung senkrecht zu den Kraftlinien als parallel zu diesen, bei anderen ist das Gegenteil der Fall. Einige von ihnen sind möglicherweise paarweise miteinander verwandt; andere gehören vielleicht gruppenweise zusammen.

7. Zahlreiche Tripletts haben einen oder mehrere eng benachbarte Begleiter von gleicher Zerlegung, die auf Paare und Gruppen eng verwandter Linien schließen lassen, wie man sie in den Serien findet.

8. Es findet sich oft eine mehrfache Beziehung hinsichtlich der Größe der Zerlegung unsymmetrischer Komponenten. Das würde ein bloß zufälliges Zusammentreffen sein, wenn die Dissymmetrie von der Feldstärke unabhängig oder deren Quadrat proportional wäre.

9. Die Typen der Zerlegung bei Linien mit mehreren Komponenten sind keine Wiederholungen von Typen, die ich bei anderen Stoffen gefunden habe. Es liegen Gründe dafür vor, Tripletts und Quadrupletts von einem solchen Vergleich auszuschließen.

Brace Laboratorium, Universität von Nebraska, im Februar 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 2. März 1909.)

Über einige anomale Zeeman-Effekte im Spektrum von Thorium.

(Bemerkungen zu der vorstehenden Arbeit des Herrn B. E. Moore.)

Von W. Ritz.

Die von Herrn Moore bei Thorium beobachteten komplizierten Zerlegungen zeichnen sich durch einige bisher nicht bekannte Eigentümlichkeiten aus, die ich im folgenden hervorheben möchte.

Wie Verf. gezeigt hat[1]), entsprechen die bisher bekannten Zerlegungen, in der Skala der Schwingungszahlen ν gemessen, den Formeln

$$\nu = \nu_0 \pm m\omega \qquad (1)$$

für die Schwingungen parallel zum Feld (p),

$$\nu = \nu_0 + \omega' \pm n\omega \qquad (2)$$

für die Schwingungen senkrecht zum Feld (s).

Es sind ω, ω' zwei geeignete Konstanten, m, n ganze Zahlen, für die meist nur die Werte 0, 1, 2 in Betracht kommen. Mit anderen Worten, die beiden (s)-Gruppen entstehen aus der (p)-Gruppe durch eine geeignete Verschiebung derselben nach rechts und nach links. Wieviel Linien dieses (unendlichen) Schemas wirklich beobachtbar sind, und ob Lücken vorhanden, bleibt theoretisch unbestimmt.

Im einfachsten Falle bestehen die Gruppe der (p) und die zwei Gruppen der (s) je aus äquidistanten Linien, und der Abstand ist ω für alle drei Gruppen. Auch bei Thorium ist dem so in der Mehrzahl der Fälle, insbesondere bei den Linien 4448,00; 4094,99; 4086,71; 4019,30; 3704,16; 3549,83[2]). Bei 3929,74 dagegen ist der Abstand der (s) (beob.: 0,28) genau halb so groß wie der der p-Komp. (beob.: 0,57; 0,55; 0,55); es ist jede zweite Linie des Schemas (1) zu schwach, um wahrgenommen zu werden, falls sie existiert. Oder auch: es kommen in (1) nur gerade m, in (2) aber gerade und ungerade n vor.

Bei 4277,49 hat n die Werte 0, 2, m den Wert 3; längere Eposition würde wahrscheinlich die dem Wert $m = 1$ entsprechenden (p)-Komponenten $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2} = \pm 0{,}26$ hervorbringen. Die Abstände sind wie 1 zu 3. Bei 3792,52 ist $m = 0, 3$, $n = 1$ zu setzen; die Abstände verhalten sich wie 2 zu 3.

Endlich bei 4142,87 verhalten sich die Abstände wie 3 zu 4, und zwar genau, wie die Koinzidenz der p und s bei 1,34 zeigt (beob.: 1,34; 1,32; 1,35; 1,35); es ist $m = 2, 6, 10$; $n = 0, 3$. Im Gegensatz zu den meisten andern Zerlegungen sind hier für die Darstellung nach der Rungeschen Regel und nach obigen Formeln dieselben ganzen Zahlen erforderlich, so daß diese Linie zwischen den beiden Gesetzen keine Entscheidung bringt. Dem ist stets so, wenn, wie eben bei 4142,87, eine der s-Komponenten die frühere Lage der Linie einnimmt: dann fordern die Formeln (1), (2) ein rationales Verhältnis aller Abstände, womit der eine Teil

1) Ann. d. Phys. **25**, 660, 1908.

2) Bei 4282,20; 4202,03; 4180,15; 4116,91; 4069,40; 3434,09; 3338,00 sind die p-Komponenten aber äquidistant, von den s ist nur je eine gemessen worden, so daß eine Prüfung der Formeln nicht möglich ist.



der Rungeschen Regel erfüllt ist. Ob die Abstände mit der „Normalzerlegung" rational zusammenhängen, läßt sich zurzeit nicht prüfen, weil die Unsicherheit des Wertes $\frac{e}{m}$ der Kathodenstrahlen, und somit der Normalzerlegung, noch zu groß ist. — Der entgegengesetzte Fall tritt bei 4086,71 ein: es sind die Abstände der s- bzw. p-Komponenten untereinander: 0,88; 0,90; 0,89; 0,83; 0,83; 0,85; sie sind äquidistant innerhalb der Fehlergrenzen, mit $\omega = 0,863$, $m = 1, 3$; $n = 1, 3$. Die innerste s-Komponente liegt aber nur um 0,16 von der Nullage entfernt, so daß ein rationales Verhältnis ω'/ω sehr unwahrscheinlich ist, und man bei Anwendung der Rungeschen Regel hier, wie in vielen andern Fällen, auf sehr große ganze Zahlen geführt wird. Es ist möglich, daß diese Regel nur unter besonderen Umständen, etwa bei speziellen Symmetrieverhältnissen des schwingenden Systems, Geltung hat.

Die Zerlegung von 3649,90 läßt einen sicheren Schluß nicht zu; weitere für die Prüfung der Formeln in Betracht kommende Linien hat Herr Moore nicht beobachtet.

Göttingen, Februar 1909.

(Eingegangen 2. März 1909.)

Eine Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums [1]).

Von Felix Ehrenhaft.

Es wird im nachfolgenden versucht, die Bestimmung des elektrischen Elementarquantums, jener kleinsten Elektrizitätsmenge, die bisher konstatiert werden konnte, auf einem von den bekannten Methoden unabhängigen Wege durchzuführen. Dieser wird, wie es scheint, bei weiterer Vervollkommnung genaue Werte ergeben und erscheint überdies prinzipiell einfach in seinen Voraussetzungen und einfach in seiner Durchführung. Bis auf ein Voltmeter zur Bestimmung der Spannung eines Kondensators ist das Mikroskop das einzige Meßinstrument, das in Verwendung tritt.

Seit die Untersuchungen von E. Rutherford über die Ladung und Natur des α-Teilchens darauf hinweisen, daß die Messungen von J. J. Thomson, H. A. Wilson und Millikan ebenso zu kleine Werte des Elementarquantums zu ergeben scheinen, wie daß dieser Wert sich auch aus der mittleren Lebensdauer des Radiums zu klein berechnet, ist es um so wesentlicher, diese wichtige Naturkonstante auf einem ganz unabhängigen Wege festzustellen.

1) Zum Teil aus den Sitzungsberichten der Kais. Akademie der Wissenschaften in Wien, math.-naturw. Klasse, Abt. IIa, Sitzung vom 4. März 1909.

Der Verfasser hat in der Untersuchung „Über eine der Brownschen Molekularbewegung in den Flüssigkeiten gleichartige Molekularbewegung in den Gasen" [1]) die Bewegung jener Metallteilchen oder Verbrennungsprodukte von Metallen einer Untersuchung unterzogen, die in atmosphärischer Luft kondensieren, wenn man einen Gleichstromlichtbogen von zirka 40 Volt Spannung und 3—4 Ampere Stromstärke zwischen Metallelektroden von 0,5 cm Durchmesser unter einer Glasglocke übergehen läßt. Der Bewegungszustand dieser Teilchen, die je nach ihrer Größe kürzer oder länger in der Atmosphäre suspendiert bleiben, ist leicht beobachtbar, wenn man den Gasstrom in eine unmittelbar vor die Frontlinse eines Mikroskops oder, wie es in folgenden Untersuchungen erfolgte, in eine vor das Objektiv C der Zeißschen Anordnung des Ultramikroskops aufgesteckte Küvette ansaugt. Orientiert man in dieser Küvette einen kleinen Plattenkondensator, der bei nachfolgenden Untersuchungen ein horizontal gerichtetes homogenes Kraftfeld von 2,5 elektrostatischen Einheiten erzeugte, dann zeigt sich, daß alle diese Metallteile des Silbers, der Zinkwolle, des Platins usw., ferner auch Verbrennungsgase, in denen diskrete Partikel erkennbar sind, den Gesetzen der Elektrostatik gehorchen. Nach Einschalten des Feldes bewegt sich ein Teil der sichtbaren diskreten Partikel in Richtung der Anode, ein Teil in Richtung der Kathode, und nur einzelne ungeladene Teilchen bleiben unbeweglich im Felde zurück [2]).

Man muß also schließen, daß diese kleinen Massen teilweise positive, teilweise negative Ladungen tragen, und zwar aus Ursachen, die zunächst für nachfolgende Untersuchungen belanglos erscheinen.

Man hat es also hier mit mikroskopisch sichtbaren Partikeln der Materie zu tun, die elektrische Ladungen tragen. Wir gehen nun daran, deren mittlere Ladung und mittlere Masse zu bestimmen.

Betrachten wir die Bewegung einer solchen Partikel im Felde der Erdschwere, dann bestimmt sich die Fallgeschwindigkeit aus der Stokesschen Formel der Mechanik mit jenem Grade der Genauigkeit, mit dem die Stokessche Formel auch für die Gase gilt. Bedeutet a den mittleren Teilchenradius, s die Dichte der Substanz, $\varrho = 1{,}8 \cdot 10^{-4}$ den Koeffizienten der innern Reibung, dann wird die Fallgeschwindigkeit u, sobald die Bewegung des Teilchens gleichförmig erfolgt, durch die Beziehung

1) Wiener Sitzungsberichte, math.-naturw. Klasse, Bd. CXVI, Abt. IIa, Juli 1907.

2) Ähnliche Beobachtung macht M. de Broglie an Gasen, durch die eine Induktoriumsentladung zwischen Platinelektroden geleitet wurde. Annales de ch. et de ph., VIII. Serie, T. XVI, Januar 1909.

$$\frac{2 \cdot 981}{9} \frac{a^2 s}{\varrho} = u \qquad (1)$$

reguliert, wofern die Masse des Teilchens von jener Größenordnung ist, in der die Fallbewegung nicht mehr wesentlich durch die Impulse der Brownschen Bewegung beeinflußt oder überdeckt wird[1]).

Ebenso ergibt sich die Beweglichkeit pro Sekunde ω eines derartigen Teilchens von der statischen Ladung e im homogenen Felde einer statischen Einheit pro cm aus der Beziehung

$$e = 6 \pi \varrho a \omega . \qquad (2)$$

Bei Kenntnis der Fallgeschwindigkeit u und Beweglichkeit ω im statischen Felde folgt somit aus Gleichungen (1) und (2) die Ladung

$$e = \frac{18 \pi}{\sqrt{2 \cdot 981}} \cdot \frac{\varrho^{3/2} u^{1/2} \omega}{s^{1/2}}, \qquad (3)$$

demnach mechanische Masse und Ladung aus den Ablenkungen im Felde der Erdschwere und im elektrostatischen Felde.

Diese Bestimmungen wurden zunächst an nach auf eingangs erwähnte Art suspendierten Silberteilchen vorgenommen.

Zur Bestimmung der Beweglichkeit ω wurde der Gasstrom in die Küvette gesaugt, zur Ruhe gebracht und sodann durch einen Kommutator eine Spannung von 2,5 elektrostat. Einh. pro cm angelegt. Die Geschwindigkeit der einzelnen Partikeln kann mit dem Okularmikrometer gemessen werden. Dieselbe schwankt bei den einzelnen Teilchen bis zu 60 Proz. Die Mittelwerte weniger Messungen geben jedoch bereits Übereinstimmungen, die um weniger wie 5 Proz. differieren. Die mittlere Beweglichkeit der positiven und der negativen Partikeln ist die gleiche. Der Mittelwert aus 63 solchen Bestimmungen ergibt für die Beweglichkeit im Felde 1. elektrostat. Einh. pro cm für Silber $\omega = 4{,}188 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$.

Zur Messung der mittleren Fallzeit u kamen die ultramikroskopisch sichtbar gemachten Vorgänge in einer vertikalen Gasschicht zur Beobachtung. Unter Ausschluß störender Wärmeströmungen gelangt die Gasmasse in der Küvette in wenigen Sekunden zur Ruhe. Man beobachtet sodann eine regelmäßige Fallbewegung der einzelnen Teilchen in vertikalen Bahnen, wobei deren leichtes Zittern durch die Brownsche Bewegung zu erkennen ist. Die lichtstärkeren größeren Partikel zeigen dabei eine oft fast doppelt so große Fallgeschwindigkeit wie die lichtschwächeren und demnach kleineren, und eilen an diesen in parallelen ganz benachbarten Bahnen vorbei. Die Mittelwerte von 15 Messungen ergaben bereits eine sehr gute Übereinstimmung und Abweichungen unter 5 Proz.

1) Vgl. l. c., S. 1179.

Das Gesamtmittel von 263 Fallbeobachtungen an Einzelteilchen ergab

$$u = 1{,}251 \times 10^{-2} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

Unter Benutzung von (3) ergibt die Substitution von ω und u für die mittlere Ladung eines Silberteilchens

$$e = 4{,}46 \times 10^{-10} \text{ elektrostat. Einh.},$$

wobei dieser Wert keinen aus den Messungen resultierenden Fehler enthält, der 5 Proz. des Resultates übersteigt, und theoretisch jene Gültigkeit hat, die der bisher ebenfalls stets auch für Fallbewegungen von Nebeltröpfchen angewendeten Stokesschen Formel in Gasen zukommt[1]).

Übrigens wird die hinlängliche Gültigkeit der Stokesschen Gleichung durch den zweiten Teil dieser Untersuchung gestützt, andernteils behält sich der Verfasser vor, diese in Zukunft eventuell durch eine andere zu ersetzen.

Berechnet man aus (1) unter Zugrundelegung von u den mittleren Teilchenradius, dann ergibt sich $a = 3{,}1 \cdot 10^{-5}$ cm für Silber.

Es scheinen also diese in Luft kondensierten kleinen Metallmassen die Ladung eines Ions zu tragen und können also als Ionen aufgefaßt werden, deren mittlere Masse von der Ordnung 10^{-12} wesentlich größer ist als die der bisher bekannten Ionen sog. kleiner Beweglichkeit[2]). Wie vorausgehende Untersuchung zeigt, wurde deren mittlere Masse sowie deren mittlere Ladung durch zwei Ablenkungen ermittelt, durch eine Ablenkung im Felde der Erdgravitation und durch eine zweite im elektrostatischen Felde.

Die aus der Fallgeschwindigkeit ermittelte Teilchengröße weist darauf hin, daß von diesen bereits eine objekttreue mikroskopische Abbildung zu erlangen ist. Das Vorkommen von Teilchen der Größenordnung 10^{-6} cm, jedoch in bedeutender Minderzahl, bei welchen die Impulse der Brownschen Bewegung obige Ablenkungsversuche beeinflussen würden, ist erwiesen[3]). Dieselben sind jedoch in kleiner Minderzahl und sind bei der aus den Fallwerten ermittelten Größenordnung mit einbezogen, da die Fallgeschwindigkeiten ultramikroskopisch bestimmt sind.

Die aus den Fallwerten ermittelte Größenordnung 6×10^{-5} cm legt daher nahe, die bereits beschriebene Größenbestimmung durch direkte mikroskopische Messung zu kontrollieren und

1) Die Fallgeschwindigkeit für ebenso suspendiertes *Pt* betrug $u = 1{,}72 \times 10^{-2} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, daher der mittlere Radius $a = 2{,}58 \times 10^{-5}$ cm.

2) Vgl. E. M. Bloch, Annales de ch. et de ph. 1905 VIII, Bd. 4, S. 25.

3) l. c., S. 1179.



sodann die Ladung dieser großen Ionen bloß aus der Beziehung

$$e = 6\pi\varrho a\omega \quad (2)$$

zu entnehmen.

Zur mikroskopischen Größenbestimmung wurden Objektgläser wenige Sekunden der Luft ausgesetzt, in der eingangs besprochenes Silber suspendiert war. Auch die durch den galvanischen Lichtbogen suspendierten Verbrennungsprodukte des Zinks, die Zinkwolle, wurde analog ermittelt. Die Objektgläser beschlagen sich mit einem hinreichend feinen Metallschleier, wenn man das Glas genügend kurz exponiert. Dieser Schleier ist bereits bei 1500facher Linearvergrößerung auflösbar. Bei Anwendung 2250facher Linearvergrößerung ist darauf zu achten, daß das Präparat weder durch das Deckglas, noch bei Beobachtung ohne Deckglas durch das Immersionsöl leidet. Es gelingt ohne weiteres, die mittlere Dimension dieser Teilchen mit dem Okularmikrometer zu schätzen. Die von drei Beobachtern vorgenommenen Messungen differierten um kaum 5 Proz. Die Dimensionen der Einzelteilchen variieren bis über 50 Proz. Die Mittelwerte ergaben für Silber einen mittleren Teilchenradius

$$a = 3{,}3 \cdot 10^{-5}\ \text{cm},$$

dagegen für Zinkwolle

$$a = 4{,}7 \cdot 10^{-5}\ \text{cm}.$$

Aus dem Vergleiche des für Silber aus der Fallbewegung gewonnenen, mit dem mikroskopisch ermittelten Werte kann man auf hinlängliche Gültigkeit der Stokesschen Formel schließen[1]). Anderseits erscheinen die auf dem Objektträger niedergeschlagenen Metallteilchen oder deren Verbrennungsprodukte identisch mit den Teilchen, deren Beweglichkeit im elektrischen Felde bestimmt wurde.

Da die elektrische Beweglichkeit für Silber bereits bestimmt wurde, erübrigt diese Bestimmung nur mehr für die Zinkwolle. Diese geht sogar relativ viel leichter vonstatten. Es ist jedoch nötig, darauf zu achten, daß man in diesem Falle die, wenn auch selten vorkommenden, aus 2—3 Einzelteilchen zusammengesetzten Gebilde nicht berücksichtigt, da bei diesen augenscheinlich eine teilweise Neutralisation der Ladungen eingetreten ist, sondern nur aus den im Ultramikroskop leicht als solche kenntliche Einzelteilchen in die Berechnung einbezieht. Die Beweglichkeiten der Einzelteilchen unterscheiden sich häufig bis um 50 Proz. Die Mittelwerte von 15 Messungen ergaben jedoch Übereinstimmungen, die höchstens um 3 Proz. abwichen. Es bestimmte sich für Zinkwolle die mittlere Beweglichkeit zu $\omega = 2{,}832 \cdot 10^{-3}\ \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$.

1) Vgl. M. J. Perrin, Comptes rendus T. CXLVII, S. 475.

Relation (2) ergibt daher unter Zugrundelegung des ω und a für Zinkwolle die mittlere Ladung e zu

$$e = 4{,}51 \times 10^{-10}\ \text{elektrostat. Einh.},$$

für Silber unter Benutzung des mikroskopisch ermittelten a und der Beweglichkeit ω zu

$$e = 4{,}68 \times 10^{-10}\ \text{elektrostat. Einh.}$$

Verfasser ist im Begriff, diese Methode zur weiteren Verfeinerung zu bringen, insbesondere aber die Größe der Teilchen durch Mikrophotographie mit kurzwelligem Lichte zu ermitteln, sowie diese Methode darauf auszudehnen, die Ladungen der in Flüssigkeiten suspendierten Teilchen, bzw. der Kolloide, zu messen. Dieselben tragen bekanntlich nur Ladungen eines Sinnes und sind in demselben Medium alle von gleicher Beweglichkeit, im Unterschiede zu den in Gasen suspendierten Teilchen.

Zusammenfassend ergibt sich die Existenz von großen Ionen von der Masse 10^{-12}, die Ladungen beiden Sinnes tragen. Deren mechanische Masse ist durch mikroskopische Beobachtung ihrer Fallbewegung im Gravitationsfelde der Erdschwere oder direkte mikroskopische Messung, deren elektrische Ladung durch mikroskopische Messung der Beweglichkeit im elektrostatischen Felde bestimmbar. Ihre Ladung ist identisch mit der des einwertigen Ions, für welches die Werte

$$e = \begin{cases} 4{,}46 \times 10^{-10} \text{ elektrostat. Einh.} \\ 4{,}51 \times 10^{-10} \quad \text{"} \quad \text{"} \\ 4{,}68 \times 10^{-10} \quad \text{"} \quad \text{"} \end{cases}$$

gewonnen wurden. Es scheint also unter Berücksichtigung der beiden letzten bloß aus (2) ermittelten Größen die Ladung des Elementarquantums

$$4{,}6 \times 10^{-10}\ \text{elektrostat. Einh.}$$

zu betragen.

Diese liegen im Sinne des aus der Planckschen Strahlungstheorie sich ergebenden Wertes $e = 4{,}69 \times 10^{-10}$ und des für die Doppelladung des von Rutherford gemessenen α-Teilchens zu $2e = 9{,}3 \times 10^{-10}$ bestimmten Wertes[1]).

1) Vgl. diese Zeitschr. **10**, 42, 1909.

Wien, I. Physik. Institut der k. k. Universität, Gründonnerstag 1909.

(Eingegangen 10. April 1909.)

Über ein neues elektrodynamisches Telephon.

Von Herm. Th. Simon.

Nach den Faraday-Maxwellschen Vorstellungen lassen sich die Kraftwirkungen von Stromsystemen dadurch anschaulich erkennen, daß man den Induktionsröhren ihrer Magnetfelder das Bestreben zuschreibt:

1. sich möglichst zu verkürzen,
2. ihren Querschnitt möglichst zu vergrößern.

Die erstgenannte Eigenschaft der Induktionsröhren ist es, die beim gewöhnlichen Bellschen Telephon zur Bewegung der Schallmembran ausgenutzt wird. Die zweitgenannte Eigenschaft wird bei dem hier zu beschreibenden Telephon verwertet. Bei ihm wird die Bewegung der Schallmembran durch den Druck bewirkt, den die eine Stromspule durchsetzenden Induktionsröhren auf die Spulendrähte ausüben. Das wird z. B. in folgender Weise erreicht: auf ein Hartgummirähmchen *abcd* (Fig. 1) vom Querschnitt

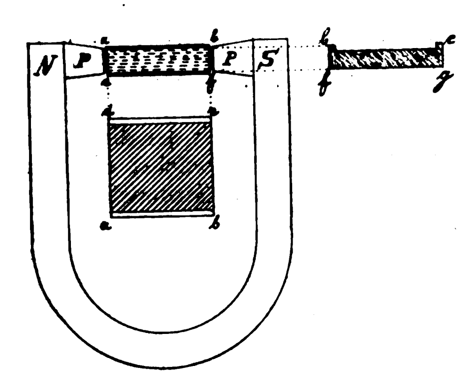


Fig. 1.

bcfg wird z. B. Kupferemailledraht von 0,1 mm Durchmesser in einer oder mehreren Lagen aufgewickelt, so daß die über die Fläche *abcd* frei ausgespannten Drähte dicht nebeneinander liegen und in ihrer Gesamtheit gewissermaßen eine Membran bilden. Um sie völlig zu einer solchen zusammenzuschließen, bestreicht man die Drahtfläche mit Schellacklösung oder dergleichen und klebt ein dünnes Glimmerblättchen auf. Durch die Windungsfläche dieser Spule führt man den Induktionsfluß eines permanenten Hufeisenmagneten oder eines Elektromagneten (*NS*), indem man ihn mit Hilfe von geeigneten Polschuhen *PP* auf den Spulenquerschnitt konzentriert. Leitet man jetzt die durch eine gewöhnliche Transformationsspule transformierten Sprechströme eines Mikrophons durch die Spule, so gerät die Membran *abcd* in entsprechende Schwingungen und gibt das in das Mikrophon Gesprochene wieder. Um den Schall zu sammeln und ins Ohr zu leiten, erhält die Membran einen geeigneten Deckel mit Schallöffnung, wie das von dem gewöhnlichen Telephon her bekannt ist.

Bei einem der so hergestellten Modelle war $ab = 2{,}8$ cm, $ae = 0{,}3$ cm. Umwickelt war das Rähmchen mit einer Lage aus ca. 200 Windungen eines Kupferemailledrahtes von 0,1 mm Durchmesser. Mit Hilfe geeigneter Polschuhe zwischen die Pole eines permanenten Hufeisenmagneten gestellt, gab das Telephon die Sprache überraschend deutlich und klangrein wieder. Der Primärkreis enthielt ein gewöhnliches Kapselmikrophon von Mix & Genest und einen 4 Volt-Akkumulator. Transformiert wurde mit einer gewöhnlichen Telephontransformations-Spule. Auch ein größeres Modell von $abcd = 3 \cdot 4$ cm, welches mit einer Lage von 27 Windungen aus Widerstandsplätte [1]) bewickelt war, lieferte recht gute Resultate. Ebenso ein ganz kleines Modell, bei dem die Membran die Größe von nur 1 cm² hatte. Bei dem letzteren Modell scheinen die tieferen Partialtöne auf Kosten der höheren zurückgedrängt zu werden. Bei allen Modellen aber fällt auf, wie vortrefflich die Zischlaute wiedergegeben werden, ein Beweis, daß auch die hohen Obertöne gut übertragen werden.

Diese klangreine Schallwiedergabe war von vornherein zu erwarten, da diejenigen Momente, welche beim gewöhnlichen Telephon die Klangfarbe verderben, hier in viel geringerem Grade wirksam sind. Diese Momente sind:

a) Beim gewöhnlichen Telephon hat die Eisenmembran eine ziemlich große Masse, so daß sie ihre Eigenschwingungen relativ ausgeprägt entfalten kann. Um sie zu unterdrücken, muß die Membran zur Dämpfung relativ steif sein und fest eingespannt werden, so daß bei den Schallschwingungen viel innere Arbeit gegen die elastischen Kräfte zu leisten ist, die für die nützliche Arbeit gegen die Luftwiderstände verloren wird. Auch aus magnetischen Gründen darf die Membran eine gewisse Dicke nicht unterschreiten. Bei dem neuen Telephon kann die Membran eine überaus kleine Masse erhalten (eventuell unter Verwendung von Aluminiumdraht), sie braucht nur sehr wenig gespannt zu sein, und ihre Schwingungsenergie wird wesentlich nur durch Übertragung an die Luft verbraucht. Kurz gesagt: das neue Telephon hat eine sehr viel geringere schädliche Dämpfung wie das alte; es hat im wesentlichen nur nützliche Dämpfung.

b) Die Ausprägung von Eigenschwingungen wird bei dem gewöhnlichen Telephon dadurch befördert, daß die Kräfte nur an bestimmten Punkten der Membran angreifen. Bei dem neuen Telephon, wenigstens in der oben beschriebenen Ausführung, wirken sie gleichmäßig über die ganze Fläche verteilt. Man kann hier auch stets so kleine Membranen verwenden, daß ihre Grundschwingung schon höher liegt, als die wesentlichen Obertöne der Sprache. Damit wird (analog wie bei einem Oszillographen) eine völlig richtige Abbildung der Stromschwingungsform in der Membranschwingungsform gesichert.

c) Beim alten Telephon hält die permanente Magnetisierung des magnetischen Kreises die

1) Von E. Kuhns Drahtfabrik in Nürnberg, jetzt Vereinigte leonische Fabriken.

Membran dauernd gespannt und verstärkt damit einmal die unter a) hervorgehobene schädliche Dämpfung, bewirkt aber außerdem eine Unsymmetrie der Schwingungen, die abermals verzerrend auf die Klangform wirken muß. Beim neuen Telephon ist eine solche permanente Spannung nicht vorhanden, da man den Mikrophonstrom nicht direkt, sondern transformiert anwendet. Hier ist also völlige Symmetrie der Schwingungen sichergestellt.

d) Bei jedem Telephon werden die höheren Töne deshalb unterdrückt, weil das Telephon wegen seiner Selbstinduktion einen Wechselwiderstand $\sqrt{w_2 + \omega^2 L^2}$ besitzt, der mit zunehmender Frequenz schnell wächst. In bezug auf den Anteil des Ohmschen Widerstandes w an dieser Größe stehen die beiden Telephone gleich. Beide lassen da beliebigen Spielraum, durch Wahl des Drahtmaterials und der Drahtquerschnitte den in jedem Falle günstigsten Wert von w zu wählen.

In bezug auf den Selbstinduktionskoeffizienten L dagegen ist das neue Telephon günstiger gestellt, da bei ihm eine „schädliche Selbstinduktion" so gut wie ganz fehlt, die beim Bellschen Telephon nicht zu vermeiden ist. Bei diesem nämlich ist eine Streuung der vom Spulenstrom erzeugten Induktionsröhren nicht zu vermeiden, so daß ein Teil dieser Induktionsröhren nicht durch die Membran verläuft, sondern sich auf einem direkteren Wege durch die Luft schließt. Aber nur die durch die Membran verlaufenden Induktionsröhren sind nützliche, nur sie kommen für die auf die Membran ausgeübten Kräfte in Betracht, während zu dem Selbstinduktionskoeffizienten L sämtliche Induktionsröhren beitragen.

Von welchen Faktoren hängt die Empfindlichkeit des beschriebenen Telephons ab? Maßgebend für die Empfindlichkeit ist unter sonst gleichen Umständen die Kraft K, welche bei einer bestimmten Stromstärke i der Spule auf die Membran ausgeübt wird. Man findet diese Kraft in folgender Weise:

Die potentielle Energie, welche die Spule im Felde des permanenten Magneten hat, ist nach allgemeinen Prinzipien

$$E = i_{12}\, \Phi_{12},$$

wo Φ_{12} die Zahl der „Verkettungen" bedeutet, die der permanente Magnet mit den Windungen der Spule besitzt. Sieht man von Streuung ab, so ist der ganze Induktionsfluß Z des permanenten Magneten mit jeder der N Windungen der Spule verkettet, so daß

$$\Phi_{12} = ZN$$

wird.

Nun ist nach dem Satze vom magnetischen Kreis

$$Z = \frac{Mhb}{l},$$

wo M die vom permanenten Magneten herrührende, in dem Spulenraum wirksame konstante magnetomotorische Kraft ist. $l = ab$ (Fig. 1) ist die Länge des Kraftlinienweges innerhalb der Spule; $h = ae$ (Fig. 1); $b = ad$ (Fig. 1), so daß hb der Querschnitt des Kraftlinienbündels ist, welches die Spule durchsetzt. Somit wird

$$E = \frac{iNMhb}{l}.$$

Die Kraft, welche auf die Fläche lb ($abcd$ der Fig. 1) ausgeübt wird, ergibt sich durch Variation dieses Ausdrucks nach h, d. h.

$$K = \frac{\partial E}{\partial h} = \frac{iNMb}{l}.$$

Man sieht, daß K um so größer wird, je kleiner l und je größer b, d. h. je enger der Luftspalt des permanenten Magneten gemacht wird, und je größer die Länge ist, mit der die Stromträger im Felde liegen. Ferner wächst die Kraft proportional der Zahl der Stromträger und der Stärke des permanenten Magneten. Eine konsequente Beachtung dieses Ergebnisses führt dazu, das Telephon in folgender Form auszuführen (Fig. 2): eine ganz flach gewickelte recht-

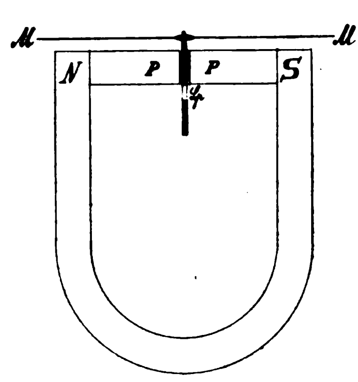


Fig. 2.

eckige Spule Sp wird mit einer Längsseite in den engen Luftspalt eines Magneten gestellt. Die Drähte dieser Längsseite erfahren dann im Felde starke Kraftwirkungen, die durch einen leichten Aluminiumhebel auf eine Membran, z. B. aus Glimmer, übertragen werden. Die Spule muß natürlich so gewickelt werden, daß die Drähte der betreffenden Längsseite noch genügend Schwingungsfreiheit behalten. Ein so ausgeführtes Modell mit Drähten im Felde lieferte eine recht gute und laute Wirkung[1]).

1) Anm. bei der Revision: Inzwischen habe ich Kenntnis erhalten von einer amerikanischen Patentschrift Nr. 496602 des Herrn St. D. Field, in der ein dieser Form sehr ähnliches Telephon beschrieben wird. Auch das Telephon der Herren Cuttriss und Redding (Amerikan. Patentschrift Nr. 242816) ist den hier beschriebenen verwandt.

Göttingen, Institut für angewandte Elektrizität, März 1909.

(Eingegangen 25. März 1909.)

Über die Synthese der Vokale aus einfachen Tönen und die Theorien von Helmholtz und Graßmann.

Von K. v. Wesendonk.

Verfasser hat, wie er bereits gelegentlich bemerkt (Naturw. Rundsch. **23**, 465, 1908), sich seit einiger Zeit damit befaßt, Vokale aus einfachen Tönen (angeblasenen Flaschen) zusammenzusetzen. Seit Helmholtz' klassischen Versuchen scheint man sich damit wenig beschäftigt zu haben. Helmholtz verwandte bei seinen Experimenten bekanntlich elektromagnetisch betriebene Stimmgabeln, die also kontinuierlich in gleicher Stärke ertönten. Das ist fast nötig zu einer guten Vokalsynthese, denn es muß das Ohr Zeit haben zum Verschmelzen der Töne in eine einheitliche Klangmasse, worauf denn auch Tonempfindungen, 4. Aufl., S. 104, 1877, ausdrücklich hingewiesen wird. Helmholtz' Vokaltheorie besteht, kurz gesagt, bekanntlich darin, daß von den durch die Stimmbänder erregten Schwingungen (Grundton mit harmonischen Obertönen) je nach der Gestalt der Mundhöhle gewisse Vibrationen mehr oder minder erheblich verstärkt werden. Um einen bestimmten Vokal zu liefern, müssen der oder die verstärkten Obertöne in einem gewissen Tongebiete liegen. Bei dem Aussprechen eines Vokales wird die Mundhöhle so eingestellt, daß sie mit gewissen Tönen, den sog. Formanten des Vokales, in deutlicher Resonanz steht. Es ist aber nach Helmholtz durchaus nicht nötig, daß genau diese Formanten beim Hervorbringen eines Vokales verstärkt werden (man vgl. Tonempfindungen, S. 182). Das geht auch deutlich aus seinen Bemerkungen bei Gelegenheit der Vokalsynthese hervor. Es heißt da (Tonempfindungen, S. 200), daß *A* sich nicht sehr scharf habe nachbilden lassen, weil die unmittelbar über seinem charakteristischen Tone b^2 gelegenen und im natürlichen Klange des Vokals auch noch merklich verstärkten Obertöne c^3 und d^3 fehlten[1]). Ähnliches wird l. c. S. 201 über den Vokal *E* berichtet. Ein gewisser Vokal wird auch dann erzeugt, wenn sein Formant resp. seine Formanten nicht direkt in der Reihe der von den Stimmbändern erregten harmonischen Töne vorhanden ist. Es müssen nur Obertöne, in gewisser Umgebung der Formanten gelegen, zur Verstärkung gelangen[2]). Auch kann, wie wohl bei der Flüsterstimme anzunehmen, die Mundhöhle gleichsam direkt angeblasen werden, oder deren Eigentöne, einem allgemeineren Gesetze der Akustik entsprechend, vorübergehend erklingen (Tonempfindungen, S. 184—185). Für seine späteren synthetischen Versuche standen Helmholtz 12 Stimmgabeln zur Verfügung, nämlich B, b, f^1, b^1, d^2, f^2, as^2, b^2, d^3, f^3, as^3, b^3. Höhere Gabeln, wie sie dem *E* und besonders dem *I*-Klange angehören, fehlten leider. Verfasser verwandte bei seinen bisherigen Versuchen tönende Flaschen bis hinauf zum f^4. Auch war Verfasser nicht an das *B* mit seinen Obertönen gebunden. Es ließen sich relativ leicht für andere Grundtöne die betreffenden Flaschen liefern, resp. vorhandene solche auf die gewünschte Tonreihe abstimmen. Man verfügte also auf diese Weise über eine größere Abwechselung in bezug auf Klangzusammensetzung, als dies bei Helmholtz der Fall gewesen[1]).

Außer Helmholtz hatte sich ein bekannter Stettiner Forscher bereits relativ frühzeitig um

1) b^2 resp. c^3 bedeutet hier das zweigestrichene *B* resp. dreigestrichene *C*. Ein großes *B* bedeutet das sog. große *B*. *c* bedeutet das kleine *c* usw.

2) Dabei ist natürlich auch noch zu berücksichtigen, daß ein Vokal je nach Mundart, Aussprache usw. verschiedenen Charakter aufweist. Der Helmholtzschen Auffassung ist wohl die Auffassung von Hensen-Pipping nahestehend.

1) Die tönenden Flaschen mit kurzem Halse, dessen Rand gut abgerundet und meist wulstig war, um scharfe störende Schneidentöne u. dergl. möglichst zu vermeiden, wurden vom Glasbläser in den verschiedenen zweckentsprechenden Größen angefertigt. Jede Flasche wurde nur für einen beschränkten Tonbereich verwendet. Die mit Spaltöffnung versehene Metallröhre, welche den Luftstrom unter etwa 14—18 cm Wasserdruck über den Rand des Flaschenhalses hinblies, konnte in jedem einzelnem Falle geeignet eingestellt werden, was für ein gutes Klingen von erheblicher Bedeutung. Die fest aufgestellten Flaschen kommunizierten durch dünne Gummischläuche mit auf und ab verstellbaren Glaskugeln, die ebenso wie die Flaschen teilweise mit Wasser gefüllt waren. Durch Auf- und Abbewegen (zumeist mittels Trieb und Zahnstange, ähnlich wie die Okularverschiebungen bei Fernrohren erfolgen, um auf diese Weise feinere Einstellungen bewirken zu können) der betreffenden Kugel verstellte man die Wasseroberfläche in der Flasche, um so diese nach einem Harmonium tunlichst genau stimmen zu können. Wenn ein harmonischer Oberton, welcher mit keinem des in temperierter Stimmung befindlichen Harmoniums nahe genug zusammenfiel, vorlag, dann wurde er dadurch genauer einzustimmen gesucht, daß man ihn mit seinem Vorgänger und mit seinem Nachfolger in der harmonischen Reihe zusammenklingen ließ und auf das Verschwinden der dabei auftretenden charakteristischen Stöße einstellte. Verfasser gedenkt übrigens, besonders für die höheren Töne, gutklingende Flaschen mit fein verstellbaren, sog. Stimmpfropfen späterhin zu verwenden. Wichtig ist ein recht gleichmäßiges Strömen der anblasenden Luft. Unter den Umständen, unter denen Verfasser seine Versuche anstellte, erschien ein doppelt wirkendes, mit der Hand durch Hebelantrieb betätigtes Gebläse geeignet, das die Luft durch zwei größere Gummiballons einem Metallzylinder zutrieb, der zuerst mit 10, später mit 14 kurzen Ansatzröhren versehen war. Über diese wurden Gummischläuche geschoben, deren anderes Ende mit den die Flaschen anblasenden Röhren kommunizierte. Das Gebläse stand in einem anderen Raume als die Flaschen, um störende Geräusche möglichst fernzuhalten. Ein daneben aufgestelltes passend verbundenes Wassermanometer zeigte dem das Gebläse bedienenden Gehilfen den Druck unmittelbar vor dem eben erwähnten Messingzylinder an. Mit einiger Übung in dem Betrieb des Gebläses gelang es dann, den Druck recht konstant zu erhalten. Nach den Fortschritten der Neuzeit in dieser Richtung dürfte es vielleicht angebracht erscheinen, einen motorisch angetriebenen rotierenden Kompressor anzubringen. Wegen früherer Erfahrungen darüber vgl. man z. B. A. Raps, Wied. Ann. **36**, 294, 1889. Es ist zu bedenken, daß zum Betriebe von z. B. zwölf gleichzeitig tönenden Flaschen eine ganz erhebliche Luftmenge in Bewegung gesetzt werden muß.

die Theorie der Vokale verdient gemacht. Seine Resultate treten zumeist, wie Verfasser erscheinen will, den Helmholtzschen ergänzend zur Seite, nicht ihnen entgegen.

Herr H. Graßmann hat, wie er angibt, seit dem Jahre 1832 sich mit der Theorie der Vokale und der Sprachlaute überhaupt befaßt und sehr beachtenswerte Ergebnisse erhalten, über welche in Wied. Ann. 1, 606—629, 1877, ein eingehender Bericht erschienen ist[1]). Wie der genannte Autor schon 1854 ausgesprochen, entstehen die Vokale dadurch, daß bei geeigneter Form der Mundhöhle gewisse harmonische Obertöne des von den Stimmbändern erzeugten Grundtones verstärkt werden. Am einfachsten sollen die Verhältnisse bei den Vokalen *U*, *Ue* und *I* liegen. „Schon die einfachen Töne, wie sie durch Stimmgabeln, welche vor gleichgestimmten, bauchigen Gläsern schwingen oder auch durch bloßes Anblasen solcher bauchiger Gläser hervorgebracht werden, zeigen aufs entschiedenste den Charakter dieser Vokalreihe, nämlich die tieferen Töne bis etwa zu c^3 (dem dreigestrichenen *C*) den Charakter eines in der Tiefe dumpfen, dann immer heller werdenden, zuletzt dem *Ue* sich nähernden *U*, von c^3 bis zu etwa e^4 den Charakter des *Ue*, von da ab bis zu beliebiger Höhe den des *I*" (l. c. S. 610). Verfassers Beobachtungen über von angeblasenen Flaschen gelieferte einfache Töne stimmen insoweit damit überein, als die tieferen Töne bis zu b^2 wie ein *U* klingen, und ferner die höchsten vom Verfasser bisher beobachteten Töne von b^3 an bis zu f^4 den Charakter eines *I* zeigen[2]). Dagegen kann bei den zwischenliegenden Tönen Verfasser nicht den Klang eines *Ue* erkennen, vielmehr ertönten z. B. f^3 und d^3 mehr in der Art eines *A*, während as^3 mehr den Klang eines *E*, b^3 schon mehr den Klang eines *I* aufweist. Daß einfache tiefe Töne wie ein *U* klingen, entspricht auch den Angaben von Helmholtz. Ein zweiter mitklingender Ton und mehrere noch kann günstig erscheinen, aber braucht nicht vorhanden zu sein (vgl. Tonempfindungen, S. 200 u. 201, ferner 104). Allerdings hat Helmholtz nur relativ wenig Beobachtungen angestellt. Nach Graßmanns Ansichten entsteht nun ein *U*, indem durch passende Einstellung der Mundhöhle ein unterhalb c^3 gelegener, harmonischer Oberton des von den Stimmbändern angegebenen Grundtones verstärkt wird, während die übrigen Obertöne fast ganz zurücktreten. Ertönt z. B. neben dem Grundton *c* noch stark nur der erste Oberton c^1, so erhält man ein auf *c* gesungenes *U* vom Charakter des c^1. Es entsteht also, wenn nicht die Mundhöhle gerade mit dem Grundtone in Resonanz gestellt ist, ein *U* nach Graßmann durch Zusammenwirken zweier Töne, was innerhalb gewisser Grenzen mit den Befunden von Helmholtz und Verf. übereinstimmt, während andererseits entschiedene Abweichungen vorhanden sind. So sollte nach Graßmann der Ton *b* mit b^1 zusammen ein *U* geben. Es entsteht aber dabei, wie leicht nachzuweisen, ein deutliches *O*, und so kann man manchen tiefen Grundton mit einem unterhalb c^3 gelegenen Obertone kombinieren, und erhält stets ein *O* statt eines *U*. Nur muß dann in Übereinstimmung mit Helmholtz der verstärkte Oberton in einer gewissen Umgebung des b^1 liegen oder doch der Grundton. So gibt f^1+f^2 gut ein *O*, ebenso d^1+d^2, ferner b^1 selbst als Grundton mit b^2 zusammen deutlich ein helles *O*, sogar d^2+d^3 können noch als *O* erscheinen (besonders wenn d^3 nicht zu laut ist, sonst neigt der Klang mehr zu einem *A* hin[1])). Dagegen erklingen $g+g^1$ bereits nicht mehr als *O*, sondern als *U*. Man erhält ferner z. B. *U*-Klänge (vgl. Helmholtz, Tonempfindungen, S. 200) mit *B*, *b*, b^1 je alleintönend, ferner mit $B+b$, $B+b+f^1$ (f^1 dabei nur wenig laut gibt schönes *U*). Weiterhin auch mit $B+b^1$ (helles *U*) und selbst mit $B+b^1+b^2$ auch noch *U*; *d* wie d^1 geben je alleintönend ein *U*, $d+d^1$ ebenso *U*, mit a^1 hinzu tönt es schon mehr nach einem *O* hin, aber auch noch *b* (laut) mit schwach tönendem b^1 und f^2 zusammen, klingt nach *U* (sonst *O*). d^2 oder f^2, selbst noch b^2 allein, geben helles *U* usw. Dagegen konnte Verfasser, wenigstens im allgemeinen, kein *Ue* erhalten, wenn er einen geeigneten Grundton mit einem Obertone, zwischen c^3 und e^4 gelegen, zusammentönen ließ[2]). So gab z. B. f^2+f^3 und a^2+a^3 ein deutliches *A*, b^2+b^3 ein helles *E*, d^2+d^3, wie schon erwähnt, mehr *O* bis *A*. Auch d^1+fis^3, $d+d^3$ geben kein *Ue*, sondern mehr ein *A*, d^1+a^3 resp. d^2+a^3 erinnern vielleicht an *Ue*. Am nächsten einem *Ue* scheinen Verfasser getrübte *i*-Klänge zu kommen, wie weiter unten noch zu erörtern. Dagegen ließ sich ein *I* relativ leicht erlangen durch Kombination von einem tieferen Tone, z. B. *b* oder b^1 oder d^1 event. auch zwei oder drei solcher tieferer Töne mit einem der Töne c^4 bis f^4. Nur muß es ge-

1) Einige neuere Autoren, wie Professor Pfaundler in Müller-Pouillets Physik **1**, 777, 1905, und Starke, Physikalische Musiklehre, 1908, S. 168—170, ferner Lahr, Wied. Ann. **27**, 94—119, 1886, und Kleyer-Klimpert, Akustik **3** (1), 291, 1907, beachten denn auch Graßmanns Resultate eingehender, während leider Herr Nagel im Handb. d. Physiol. **4** (2_2), 691—792, 1908, sie nicht näher bespricht.

2) Die Töne der viergestrichenen Oktave, die bis f^4 vorhanden waren, zeigten übrigens auch am Harmonium einen *i*-Klang, nicht so die tiefen Töne einen *U*-Klang.

1) Das Zeichen + zwischen zwei Tönen soll bedeuten, daß dieselben zusammenklingen. a^1+a^2 bedeutet also, daß a^1 und a^2 zugleich ertönen und etwa einen betreffenden Vokal ergeben.

2) Verf. kann hierin Herrn Lahrs Angaben l. c. S. 99 nicht beipflichten.



lingen, diese recht verschieden hohen Töne zum Verschmelzen zu bringen. Das muß, wie hier im Anschluß an Helmholtz nochmals hervorgehoben sei, stets eintreten, wenn ein Zusammenklang Vokalcharakter haben soll. Der hohe Ton darf nicht zu laut und schrill erscheinen. Beide Töne müssen möglichst gleichmäßig dahinfließend auftreten. Dann ist aber auch der Erfolg recht auffällig. f^4 eignet sich gut zu Versuchen über Bildung eines *I*. Dieser Vokal entsteht deutlich bei $b+f^4$ und b^1+f^4, $b+b^1+f^4$. Bei ganz tiefen Tönen, wie *B* und selbst noch *b*, ist das Verschmelzen schwierig. Dagegen gibt $B+b+d^4$ (resp. c^4) ein gutes *I*, ebenso b^1+d^4, b^2+d^4, $d+d^4$, d^1+d^4, d^2+d^4, $d+d^1+d^4$, wobei man meist d^4 durch c^4 ersetzen kann. Läßt man d^4 und c^4 zugleich ertönen mit tieferen Tönen, so ergibt sich ein trüber Klang, der mehr dem *Ue* schon ähnelt. Auf diese Weise hat bisher Verf. das *Ue* noch am besten synthetisch erhalten. Leider liegen von Helmholtz keine Beobachtungen über Synthese des *I* vor. Als charakteristischen hohen Ton der Mundhöhle bestimmte er für *I* das d^4. Daß Graßmann das *I*, wie großenteils auch das *U*, so gut zu charakterisieren verstand, ist sehr anzuerkennen, in anbetracht seiner einfachen Hilfsmittel. Weniger glücklich scheint er in bezug auf die übrigen Vokale gewesen zu sein. So kann man der Auffassung, der Charakter des *A* bestehe in möglichst gleichförmiger Ausbildung der harmonischen Obertöne, nicht zustimmen. Auch hier ist ein Verstärkungsgebiet vorhanden, und zwar konform mit Helmholtz in der Gegend des b^2. Wohl sind mehrere harmonische Obertöne für einen guten *A*-Klang wünschenswert. Helmholtz nimmt deren für den Grundton *b* vier zu Hilfe, um ein gutes *A* zu komponieren, und läßt dabei b^2 und d^3 relativ stark ertönen. Bei *B* als Grundton genügten aber die acht den Obertönen bis b^2 entsprechenden Stimmgabeln nicht, um ein gutes *A* zu erhalten. Verf. hat mit dem Zusammenklang $B+b+f^1+b^1+d^2+f^2+as^2+b^2$ auch nur ein $\mathring{A}$ erhalten, wie Helmholtz, wobei man noch einen besseren *A*-Klang erhielt, wenn man as^2, auch wenn dieses extra eingestimmt, wegließ. Man erhielt aber ein schönes, klares *A*, wenn man unter Fortlassung des den Klang trübenden as^2 noch d^3 und besser noch weiter f^3 hinzufügte, wobei es günstig ist, f^1 und b^1 zu schwächen[1]). Dagegen verschlechtert Hinzufügen von b^3 den *A*-Klang, indem es ihn nach dem *E* hin verändert. Mit dem Grundtone *b* erhielt Verf. ein gutes *A* mit der Helmholtzschen Zusammenstellung $b+b^1+f^2+b^2+d^3$ (wobei b^2 und d^3 relativ laut sein sollen), noch besser bei Hinzufügen eines lauten f^3. Höhere Töne in den Zusammenklang eingefügt, verschlechtern das *A*. b^2 recht laut, ist anscheinend sehr günstig für den *A*-Klang, wie man vielfach durch Wegnahme des b^2 aus einem Zusammenklang konstatieren konnte. Allein jedoch genügt es nicht im allgemeinen, um ein gutes *A* zu geben. ($b+b^1+f^2+b^2$ klingt noch nach *O* hin. Ein besseres *A* gibt $b+b^1+b^2$, wenn b^1 schwach und b^2 laut tönt.) Gutes *A* gibt $b^1+b^2+f^3$, noch b^3 hinzu, so kommt ein sehr helles *A*. Vom Grundtone *d* ausgehend, gibt $d+d^1+a^1+d^2+fis^2+a^2$ nur ein $\mathring{A}$, aber c^3 oder d^3 hinzu, verbessert es sehr (c^3 und d^3 zusammentönend, trübt den Klang). Ein schönes klares *A* entstand bei $d+d^1+a^1+d^2+fis^2+a^2+d^3+fis^3$. Ein richtiges *A* gibt diese Tonkombination auch noch ohne *d* und d^1, ein hohes helles *A* folgt aus $d^2+d^3+a^3$. Auch Zusammenstellungen, wie $f^1+f^2+b^2+f^3$; $fis^2+a^2+d^3+fis^3$; ferner $a^2+d^3+a^3$ und $a^2+fis^3+a^3$ geben deutlich *A*, also auch Tonreihen, die nicht nur aus harmonischen Obertönen bestehen. Fügt man noch höhere Töne laut hinzu, so geht, wie schon angedeutet, meist der Klang ins *E* hinüber, dem *Ae* ähnliche Klänge entstehen alsdann; machen ferner sich Töne höher als b^2 nicht gut bemerklich, so geht der Klang ins *O* hinüber[1]). In dem betreffenden, für das *A* charakteristischen Verstärkungsgebiete geben aber auch schon zwei Töne zusammen ein leidliches *A*, wie f^2+f^3, a^2+a^3. Töne, wie d^3 oder f^3, klingen, wie gesagt, allein schon nach *A*.

Gelangt das Verstärkungsgebiet in die Umgebung des b^1 hinab, wobei aber b^1 selbst nicht nötig, so erhält man deutlich *O*, obwohl dort die einzelnen Töne nach *U* klingen. $b+b^1$, d^1+d^2, f^1+f^2, b^1+b^2 geben ganz deutlich verschiedene *O*. Helmholtz' Angabe entsprechend wurde ein schönes *O* erhalten mit $B+b+f^1+b^1$ (b^1 relativ laut). Fügt man noch d^2 nicht zu laut hinzu, so erscheint ein hohes *O*, f^2 weiter hinzu, ist aber dann schon beinahe zu viel. $d+d^1+a^1+d^2$ gibt auch ein gutes *O*. fis^2 hinzu, ist aber schon zuviel. Helles *O*, aber schon gegen *A* hin, liefert $d^1+d^2+a^2$; deutliches *O*, wie schon Helmholtz angegeben, $b+b^1+f^2$, wenn b^1 laut und f^2 etwas gedämpft. Fügt man noch b^2 nicht zu laut hinzu, so kommt man zum $\mathring{A}$ hin.

Wenn das Gebiet der Tonverstärkung um b^3 herumliegt, so bekommt man ein *E* oder doch einen Klang vom *E*-Charakter. Als einzelner Ton hat einen solchen, wie schon erwähnt, z. B. as^3, während b^3 schon gegen *I* hin tönt. Helmholtz erhielt mit $b+b^1+f^2+b^2+$

1) Dies geschah, indem man den luftzuführenden Gummischlauch mit einer Klemme mehr oder minder zusammenquetschte.

1) Auch ist es für den *A*-Klang günstig, wenn man Töne um d^2 herum etwas schwächt.

$d^3+f^3+as^3+b^3$ (b und b^1 je mittelstark, f^2, b^2, d^3 je schwach, f^3, as^3, b^3 aber relativ laut) nur ein dumpfes E, was Verf. bestätigen konnte. Aber der Klang zeigt doch ausgesprochen den Charakter eines E, während ohne b^3 mehr ein *Ae* entsteht. Fügt man d^4 nicht zu schrill hinzu, so kommt ein helleres E; ein schönes, helles E fand Verf. mit $b+b^1+f^2+b^2+d^3+f^3+b^3+d^4$ (b ziemlich laut, b^1, f^2, b^2 und d^3 gedämpft, die übrigen Töne laut), also ohne as^3, das den Klang trübt. Fügt man c^4 hinzu, so bleibt E, aber es wird breiter im Klang. Überhaupt scheinen nahe im Intervalle liegende Obertöne nicht günstig für einen klaren Vokalklang. Ein helles E gibt $b^1+b^2+f^3+b^3+d^4$; ein ganz gutes tiefes E kann man selbst bei $B+b+f^1+b^1+d^2+f^2+b^2+d^3+f^3+b^3+d^4$ erhalten. Um E deutlich ausgesprochen zu bekommen, ist es gut, die Töne aus der Umgebung der Formanten des O und A zu schwächen. Ferner kann man auch von d als Grundton ausgehend, und bis zu d^4 alle Obertöne hinzufügend, ein gutes E erhalten, das heller und besser wird, wenn man c^3 und c^4 fortläßt. d^1 mit seinen Obertönen bis d^4 gibt ein relativ helles E, ohne d^1 ein dumpfes. Gute E-Klänge hohen Charakters erzeugt man, von relativ hohen Tönen ausgehend, mit nur wenigen Obertönen zusammen. Zu viele solche führen zum I hinüber. Beispiele sind dafür $f^2+f^3+c^4$ resp. d^4; $d^2+d^3+a^3+d^4$, $b^2+b^3+f^4$; auch Zusammenstellungen, in denen nicht durchweg das Verhältnis Grundton zu Oberton vorhanden ist, geben gute E-Klänge, z. B. $a^2+d^3+fis^3+a^3+d^4$. Man sieht aus dem Angeführten wohl deutlich, daß wenn man z. B. von b^2 ausgeht und eine Reihe Obertöne gleichstark erklingen läßt, man sicher zu keinem A-Klange käme (schon b^2+b^3 klingt nach E), wie das nach Graßmanns Anschauungen zu erwarten wäre. Eben nur dann gelingt das, wenn der Grundton so liegt, daß gerade die Gegend um b^2 herum sich in den Obertönen stark bemerkbar macht, und ganz ähnlich ist es mit der Zusammensetzung des O und E nach Graßmann. Das Beispiel, welches er für O gibt (l. c. S. 617), nämlich $c+c^1+g^1+c^2$ als komponierende Töne, ist ja ganz entsprechend den Ergebnissen von Helmholtz und der vorliegenden Arbeit. Wenn man ferner für E nach Graßmanns Angabe die Töne als Mittel zwischen den Obertönen A^1, A^2 usw. bis A^n eines A-Klanges und einem der schon allein als I klingenden Töne bildet, so kommt man eben in hohe Regionen, die dann allerdings leicht ein E geben, aber weiter scheint Verfasser der Theorie des Stettiner Forschers die Berechtigung zu fehlen. Klänge, die wie ein *Ae* mehr oder minder sich anhörten, sind, wie schon gelegentlich bemerkt, mehrfach vorgekommen, wenn keines der charakteristischen Verstärkungsgebiete für A oder E genügend dominierend war, um den einen oder andern Vokal deutlich zu liefern. Weniger gut gelang es bisher, ein *Oe* zu erhalten, einigermaßen bei $b+b^1+f^2+d^3$ (also ohne b^2). Zwischen E und I sind auch Übergänge vorhanden, die aber nicht durch einen Vokal gut zu charakterisieren sind.

Herr Nagel weist l. c. S. 783 auf die Schwierigkeit hin, daß so hohe Obertöne, wie sie einem I unter Umständen entsprechen (es kann z. B. der 14. bis 28. Oberton in Frage kommen), noch stark genug erregt werden können, um durch die passend eingestellte Mundhöhle noch eine genügende Verstärkung zu erfahren. Verfasser möchte hier noch anführen, daß in solchen Fällen mehrere, einander recht naheliegende Obertöne verstärkt werden würden, was nach Verfassers bisherigen Resultaten keinen klaren Klang als Resultat ergäbe. Die Sache bedarf wohl noch weiterer Untersuchung. Sollte vielleicht die Stimme instinktiv gerade diejenigen Obertöne wenigstens stärker hervorzurufen imstande sein, die für den betreffenden Vokalklang günstig sind?

Verfasser möchte um Nachsicht bitten dafür, daß er auf die zahlreichen analytischen Untersuchungen über die Klänge der Vokale nicht näher eingegangen ist, hofft aber, dies gelegentlich noch nachholen zu können und auch Gelegenheit zu finden, noch weiter auf die Synthese der Vokalklänge zurückzukommen.

(Eingegangen 24. März 1909.)

Über eine neue Quecksilberluftpumpe[1]) und ein neues Vakuummeter[2]).

Von U. v. Reden.

Auf der beistehenden Abbildung Fig. 1 ist eine Quecksilberluftpumpe dargestellt, deren Prinzip am leichtesten aus den Skizzen Fig. 5 und 6 verständlich ist.

Die Luftpumpe besteht im wesentlichen aus einem an beiden Seiten mit S-förmig gebogenen Rohren b und in der Mitte mit einem geraden Rohr c versehenen, etwa zur Hälfte mit Quecksilber (schraffiert dargestellt) gefüllten Rohr r, welches in Fig. 5 in etwa $^1/_9$ nat. Größe dargestellt ist. Die S-Rohre b gehen an beiden Seiten in Rohrerweiterungen f über, die durch Schläuche und ein T-Rohr t und einen Schlauch i mit der Wasserstrahlluftpumpe w verbunden sind, während die Verbindung des geraden Rohres c mit dem zu evakuierenden Raum d durch einen Schlauch p angedeutet ist. Der ganze Apparat ist um den Punkt a drehbar.

1) D. R.-P. Nr. 179774 und Zusatzpatent 192578.
2) D. R.-P. angemeldet.



Wird der Apparat und der zu evakuierende Raum *d* mit der Wasserstrahlluftpumpe *w* in der Stellung der Fig. 5 zunächst z. B. bis auf 20 mm vorevakuiert, und dann in andauernde schwingende Bewegung versetzt aus der Lage der Fig. 5 in die Lage der Fig. 6 und wieder zurück usw., so wirkt das in den *S*-Rohren *b* verbleibende Quecksilber wie ein Druckventil, denn es verhindert das Zurücktreten der Luft aus den Rohrerweiterungen *f* in das Rohr *r*, während in der Stellung der Fig. 6 bzw. 5 die aus dem Gefäß *d* in beiden Stellungen durch *c* nachströmende Luft von dem Quecksilber durch das links bzw. rechts befindliche *S*-Rohr hin-

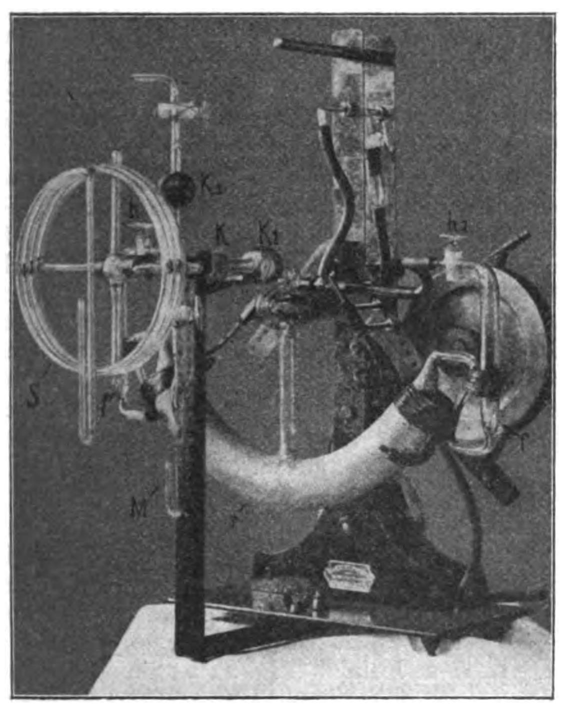


Fig. 1.

durch zu den Rohrerweiterungen *f* getrieben wird, von wo aus sie durch die Wasserstrahlluftpumpe entfernt wird. Statt der wegen ihrer Porosität unbrauchbaren Schlauchverbindung *p* wird jedoch in Wirklichkeit eine Verbindung durch eigens zu diesem Zweck hergestellte Kugelglasschliffe *k* und *k'* (Fig. 1) angewendet. Die Kugelglasschliffe werden gebildet aus einer durchbohrten Glaskugel, die in eine halbkugelförmige Kugelschale sorgfältig eingeschliffen ist. Kugel und Schale werden eventuell durch metallene Halbfedern zusammen gehalten. Fig. 1 zeigt rechts eine Turbine, die durch eine Schnur auf eine Schnurscheibe einwirkt, von der aus durch Räderwerk und Kurbeln das Rohr *r* in schwingende Bewegung gesetzt wird.

Die Kugelglasschliffe *k* und *k'* führen zu dem Spirale-Vakuummeter *s*. Der Kugelglasschliff *k''* führt zu dem Anschluß nach den zu evakuierenden Räumen. Unter letzterem ist das kurzschenkelige Manometer *m* angebracht.

Ein 500 ccm enthaltender Kolben wird von dieser Pumpe nach möglichst vollkommener Vorevakuierung mit der Wasserstrahlluftpumpe in 3 Minuten auf etwa $^1/_{100}$ mm Quecksilbersäule entleert, in 4 Minuten auf etwa $^1/_{1000}$ mm, in 5 Minuten auf etwa $^1/_{10000}$ mm, in 13 Minuten bis auf $^1/_{100000}$ mm, wenn die Tourenzahl der unteren Triebkurbel 6 ganze Umdrehungen in der Minute beträgt. Um letzteres Vakuum zu

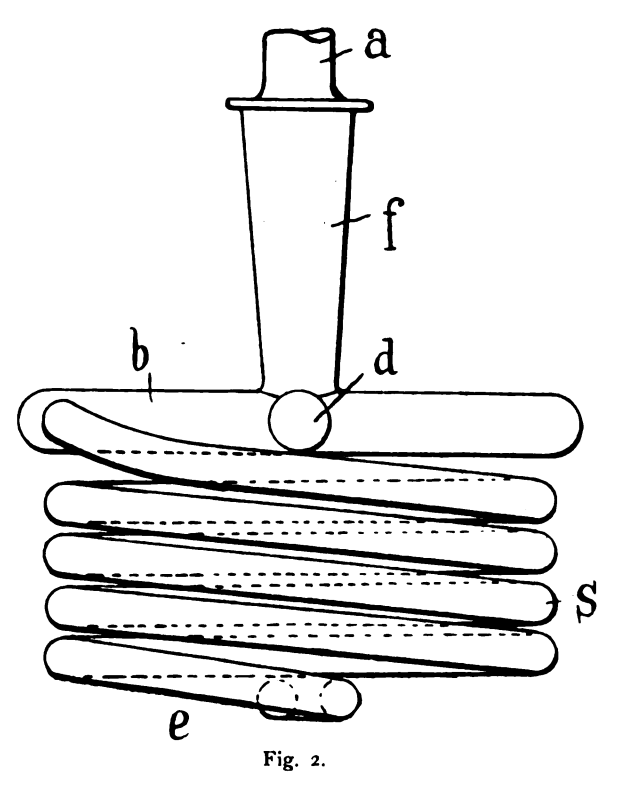


Fig. 2.

erhalten, muß jedoch die Luft auch aus jedem der beiden Vorvakua *f* (Fig. 1) vollkommen entfernt werden, was in äußerster Schrägstellung des Pumpenkörpers durch das hineinfließende Quecksilber geschieht, welches die dort noch vorhandene Luft durch die Hähne *h* und *h'* hindurchdrängt, die dann geschlossen werden. Dieses muß schnell ausgeführt werden, nachdem das Rohr *r* bereits 7 Minuten in schwingender Bewegung erhalten wurde, indem man einen kurzen Augenblick die Pumpe außer Betrieb setzt. Zuweilen wird das Vakuum von einem Hunderttausendstel Millimeter nicht gleich anfangs erreicht, besonders wenn die Luftpumpe zum erstenmal in Betrieb gesetzt wurde. Zur Erreichung des höchsten Vakuums kann man dann die Pumpe in möglichst hohem Vakuum

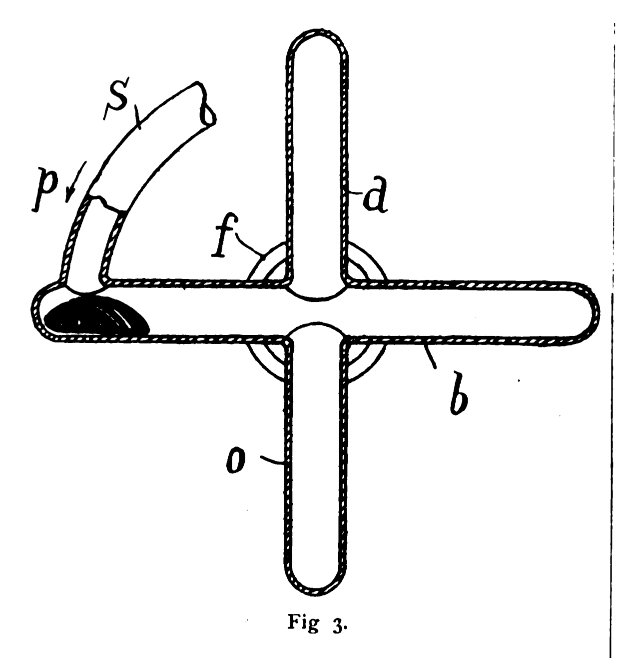


Fig 3.

zunächst einige Stunden sich selbst überlassen, dann Luft einströmen lassen und von neuem evakuieren.

Nachdem der 500 ccm-Kolben bis auf $^1/_{100000}$ mm evakuiert war, wurde die Pumpe mit dem angeschlossenen Kolben sich selbst 16 Stunden überlassen. In dieser Zeit sank das Vakuum bis auf $10 \times 26 : 100000 = {}^{26}/_{10000}$ mm. Die eingedrungenen Gase könnte man in die Vorvakua *f* pumpen, um dieselben hier zu konzentrieren und auf ihre Beschaffenheit untersuchen, eventuell durch besondere Vorrichtungen auch abheben zu können. Überhaupt würde sich daher die Luftpumpe zum Sammeln geringer Gasmengen eignen, die in dem Rezipienten entstehen oder in denselben gelangen, z. B. durch poröse Materialien: Kork usw. eindringen (die eventuell auch durch Flüssigkeiten — Öle oder Quecksilber — überschichtet werden können).

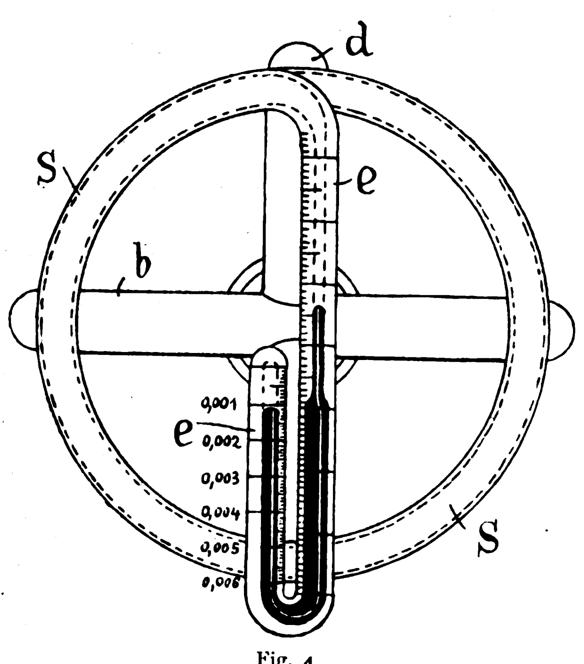


Fig. 4.

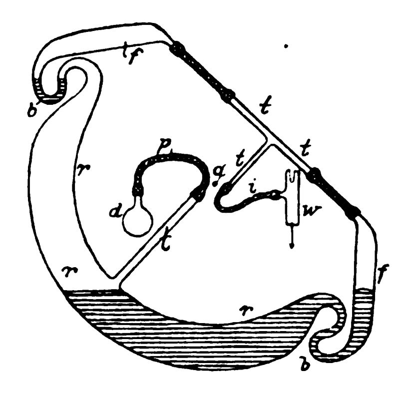


Fig. 5.

Die Einfachheit der Konstruktion der beschriebenen Luftpumpe birgt schließlich verschiedene Vorteile in sich, z. B. den der leichten Reinigung, der für die Zwecke der Hochvakuumdestillation wegen der möglichen Verschmutzung der Pumpe durch eingedrungene Dämpfe in Betracht zu ziehen ist. Die Verwendung von Kugelglasschliffen gestattet eine bequeme Verbindung der zu evakuierenden Räume mit der Luftpumpe unter Vermeidung von Kautschukschläuchen.

Das Spirale-Vakuummeter ist in Fig. 4 in Vorderansicht, in Fig. 3 in Oberansicht dargestellt. In Fig. 2 ist die Glasrohrspirale abgebrochen dargestellt. Fig. 2 zeigt ein Rohrkreuz *bdo*, gegen welches die Glasrohrspirale gegenmontiert ist. In dem Rohr *b* (Fig. 2) ist links eine geringe Quecksilbermenge dargestellt. Das Rohrkreuz *bdo* (Fig. 2) sitzt auf einem Normalglasschliff *f* (Fig. 3) (Normalglasschliffe sind stets mit demselben Konuswinkel geschliffen).

Wird die Spirale um die Achse des Normal-

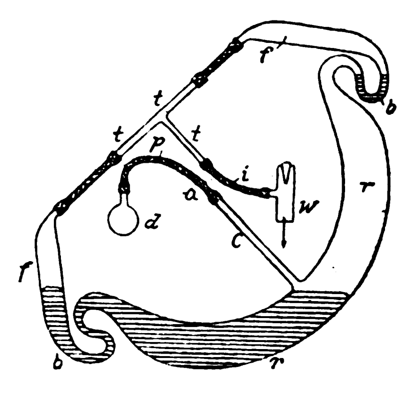


Fig. 6.

schliffes g in der Richtung des Pfeiles p (Fig. 2) gedreht, so gelangt die geringe, in Fig. 2 links dargestellte Quecksilbermenge in die Glasrohrspirale und komprimiert in ihr die verdünnte Luft, bis sie nach mehrfachen Umdrehungen in das U-Rohr e (Fig. 4) gelangt und hierin z. B. den dort dargestellten Stand einnimmt. Der linke Schenkel des U-Rohres ist so eingeteilt, daß die Teilstriche 0,001, 0,002 usw. bis 0,006 ein Tausendstel, zwei Tausendstel bis sechs Tausendstel des Gesamtinhaltes des U-Rohres und der Spirale auf dem Kapillarrohr nach oben hin abteilen; der rechte Schenkel des U-Rohres hat Millimeter-Teilung. In dem vorliegenden Fall ist die verdünnte Luft aus der Spirale bis auf den Teilstrich 0,001, also bis auf $^1/_{1000}$ des früheren Volumens komprimiert. Im rechten Schenkel des U-Rohres steht das Quecksilber 16 mm höher. Da jedoch der Luftdruck in den zu evakuierenden Räumen $^1/_{1000}$ des abgelesenen beträgt, so hatte man in den zu evakuierenden Räumen einen Luftdruck von $^{16}/_{1000}$ mm.

Das abgebildete Vakuummeter zeigt noch Vakua an von $^1/_{10000}$ mm. Das Spirale-Vakuummeter, mit welchem das Vakuum von $^1/_{100000}$ mm gemessen wurde, unterscheidet sich von dem abgebildeten jedoch nur durch eine inhaltsreichere Spirale und ein U-Rohr mit geringerer lichter Weite.

Das neue Vakuummeter besitzt dem Mac Leodschen Vakuummeter gegenüber verschiedene Vorzüge, und zwar in erster Linie den der größeren Genauigkeit der Messungen höchster Vakua. Die Quecksilbermenge des Mac Leodschen Vakuummeters ist nämlich eine so beträchtliche, daß die Spannung der äußerst verdünnten Luft nicht mehr hinreicht, um die Reibung zu überwinden, welche die schwere Quecksilbermenge verursacht. Daher folgt das Quecksilber im kapillaren Meßrohr des Mac Leodschen Vakuummeters beim Heben des Quecksilberstandgefäßes nur noch sprungweise, weshalb die Genauigkeit der Messung höherer Vakua durch das Mac Leodsche Vakuummeter beeinträchtigt erscheint.

Die Quecksilbermenge des Spirale-Vakuummeters kann dagegen etwa $^1/_{100}$ derjenigen des Mac Leodschen betragen, wodurch der durch die Reibung im Meßrohrsystem hervorgerufene Fehler beim Spiralevakuummeter außerordentlich verringert wird. Außerdem besitzt das Spirale-Vakuummeter den Vorzug, sich leicht an jeder Hochvakuumpumpe auf einem Normalglasschliff, also ohne Schlauch- oder Bleirohrverbindung anbringen zu lassen. Schließlich zeichnet es sich durch den geringen eingenommenen Raum und durch sein geringes Gewicht aus.

Die Luftpumpe wird bezogen von Dr. U. v. Reden in Franzburg b. Gehrden b. Hannover.

(Eingegangen 30. März 1909.)

Darstellung der elektrischen Zustände der Gleichstromdynamomaschine durch Schnitte von Ebenen mit einer Fläche.

Von C. Retschy.

Es bedeuten:

J die Stromstärke in Ampere,
w den Widerstand in Ohm,
n die Windungszahl;

ferner die Indizes:

H Hauptstromwicklung,
N Nebenschlußwicklung,
a Anker;

schließlich:

u die Umdrehungszahl in der Minute,
α die Anzahl der Amperewindungen der Erregung,
E die gesamte im Anker induzierte EMK.

Es ist folgendes vernachlässigt:

1. Der Einfluß der Hysterese, d. h. es ist angenommen, daß die „magnetischen Charakteristiken" ($E = f(\alpha)$ bei $J_a = \text{const}$ und $u = \text{const}$) eindeutig bestimmte Kurven sind.

2. Der Einfluß der Foucaultströme und der bei der Kommutierung auftretenden Kurzschlußströme auf das Feld, d. h. E ist bei $J_a = \text{const}$ und $\alpha = \text{const}$ als genau proportional u angenommen. Dadurch läßt sich die folgende Entwickelung auf jede beliebige Tourenzahl verallgemeinern, während sie sonst nur für ein bestimmtes u gelten würde.

Unter diesen Bedingungen muß sich die Beziehung zwischen E, u, α und J_a entweder schreiben lassen

$$F\left[\left(\frac{E}{u}\right),\ \alpha,\ J_a\right] = 0, \tag{1}$$

wenn durch Wahl von drei Größen die vierte bestimmt ist, oder

$$\begin{cases} F_1\left[\left(\frac{E}{u}\right),\ \alpha,\ J_a\right] = 0 & \text{(1a)} \\ F_2\left[\left(\frac{E}{u}\right),\ \alpha,\ J_a\right] = 0, & \text{(1b)} \end{cases}$$

wenn durch Wahl von nur zwei Größen die beiden übrigen bestimmt sind, oder schließlich

$$\begin{cases} F_{\text{I}}\left[\left(\frac{E}{u}\right),\ \alpha,\ J_a\right] = 0 & (1\alpha) \\ F_{\text{II}}\left[\left(\frac{E}{u}\right),\ \alpha,\ J_a\right] = 0, & (1\beta) \\ F_{\text{III}}\left[\left(\frac{E}{u}\right),\ \alpha,\ J_a\right] = 0, & (1\gamma) \end{cases}$$

wenn nur eine Größe den Zustand der Maschine bestimmt.

In einem rechtwinkligen räumlichen Koordinatensystem mit den Achsen $\left(\frac{E}{u}\right)$, α, J_a ist Gl. (1) die Gleichung einer Fläche, sind (1a) und (1b) zusammen die Gleichungen einer

Raumkurve, (1α), (1β) und (1γ) zusammen die Gleichungen eines Punktes.

Fremderregung.

Da α und $\mathfrak{J}_a$ das Feld bestimmen, dieses aber und u die induzierte EMK., und hier außerdem keine weitere Bedingung existiert, so liegt der Fall der Gl. (1) vor. Die Fläche läßt sich an einer gegebenen Maschine leicht aufnehmen, wenn man bedenkt, daß ihre Schnitte parallel zur $\left(\frac{E}{u}, \alpha\right)$-Ebene ($\mathfrak{J}_a = \text{const}$) innere magnetische Charakteristiken für das betreffende $\mathfrak{J}_a$ sind. Fig. 1 zeigt eine Darstellung dieser Fremderregungsfläche durch die magnetischen Charakteristiken, wie sie an einer alten Schuckertschen Flachringmaschine mit Verbundwicklung

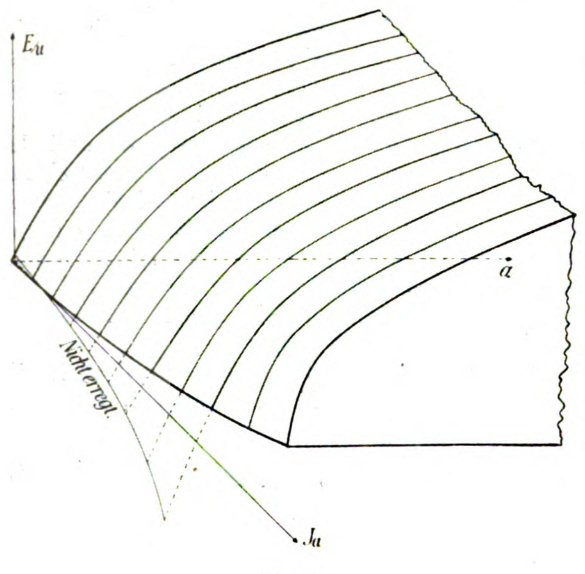


Fig. 1.

des Elektrotechnischen Instituts der Hochschule zu Danzig erhalten wurde. Die magnetischen Charakteristiken sind dabei als mittlere zwischen Auf- und Abstieg ermittelt.

Bei den im folgenden behandelten Fällen der Selbsterregung muß zunächst die Bedingung der Fremderregung erfüllt sein, da dieselbe zwischen den Größen α und $\mathfrak{J}_a$ einerseits, dem Quotienten $\frac{E}{u}$ andererseits die Vermittelung durch die magnetischen Zustände der Maschine darstellt. Dazu kommt eine zweite Bedingung, die durch die Stromverteilung in der Maschine gegeben ist. Es wird also im allgemeinen der Fall der Gleichungen (1a) und (1b) vorliegen. In einem besonderen Fall (bei unbelasteter Maschine) wird sich noch eine dritte Bedingung aufstellen lassen, also der Fall der Gleichungen (1α), (1β), (1γ) eintreten. Es wird sich zeigen, daß sowohl die Stromverteilungsbedingung als auch die für unbelastete Maschine stets Ebenen sind.

Nebenschlußschaltung.

Die sich aus der Art der Schaltung ergebende zweite Bedingung lautet hier nach dem zweiten Kirchhoffschen Satz:

$$\mathfrak{J}_N \cdot w_N + \mathfrak{J}_a \cdot w_a - E = 0.$$

Setzt man $\mathfrak{J}_N = \frac{\alpha}{n_N}$ und dividiert durch u, so erhält man:

$$\alpha \cdot \frac{w_N}{n_N \cdot u} + \mathfrak{J}_a \cdot \frac{w_a}{u} - \frac{E}{u} = 0 \tag{2}$$

und damit die Gleichung einer Ebene, die durch den Koordinatenanfangspunkt geht.

Die Richtungskoeffizienten der Schnittgeraden von (2) mit den Koordinatenebenen bestimmen sich:

in der $\left(\frac{E}{u}, \alpha\right)$-Ebene zu:

$$\frac{\partial\left(\frac{E}{u}\right)}{\partial \alpha} = \frac{w_N}{n_N \cdot u} \tag{3}$$

in der $\left(\frac{E}{u}, \mathfrak{J}_a\right)$-Ebene zu:

$$\frac{\partial\left(\frac{E}{u}\right)}{\partial \mathfrak{J}_a} = \frac{w_a}{u} \tag{4}$$

in der $(\mathfrak{J}_a, \alpha)$-Ebene zu:

$$\frac{\partial \mathfrak{J}_a}{\partial \alpha} = -\frac{w_N}{n_N \cdot w_a}. \tag{5}$$

Danach läßt sich die ebene Raumkurve als Schnitt der Ebene (2) mit der Fremderregungsfläche konstruieren, wie dieses in Fig. 2 für die erwähnte Maschine geschehen ist.

Es lassen sich jetzt die verschiedenen Betriebseigenschaften der Nebenschlußschaltung ableiten, beispielsweise folgende:

Da $\frac{\partial \mathfrak{J}_a}{\partial \alpha}$ stets negativ ist und die Fremderregungsfläche infolge der Ankerrückwirkung mit steigendem $\mathfrak{J}_a$ mehr und mehr von der $\left(\frac{E}{u}, \mathfrak{J}_a\right)$-Ebene zurückweicht, hat die Stromstärke stets eine maximale Grenze.

Bei dem in der Technik gebräuchlichen Regulieren der Spannung durch Verändern von w_N bei $u = \text{const}$ dreht sich die Ebene um die Schnittlinie der Gleichung (4) als Achse (in der Figur der Deutlichkeit halber nicht mitgezeichnet).

Daher und wegen Gl. (3) und (5) ändert sich das Strommaximum im entgegengesetzten Sinne mit w_N.

Bei $w_N = \text{const}$ und veränderlichem u dreht sich die Ebene um die Schnittlinie der Gl. (5).

Daher und wegen Gl. (3) und (4) ändert sich das Strommaximum im gleichen Sinne mit u, usw.

Bei unbelasteter Maschine kommt noch die dritte Bedingung

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_N = \frac{\alpha}{n_N} \tag{6}$$

hinzu.

In Fig. 2 ist die Schnittlinie dieser Ebene mit der Fremderregungsfläche strichpunktiert eingezeichnet. Auf dieser Linie bewegt sich die unbelastete Maschine bei langsamer Änderung von w_N oder u. Bei plötzlichen Änderungen gilt selbstverständlich Gl. (2) wegen der auftretenden EMK. der Selbstinduktion nicht mehr.

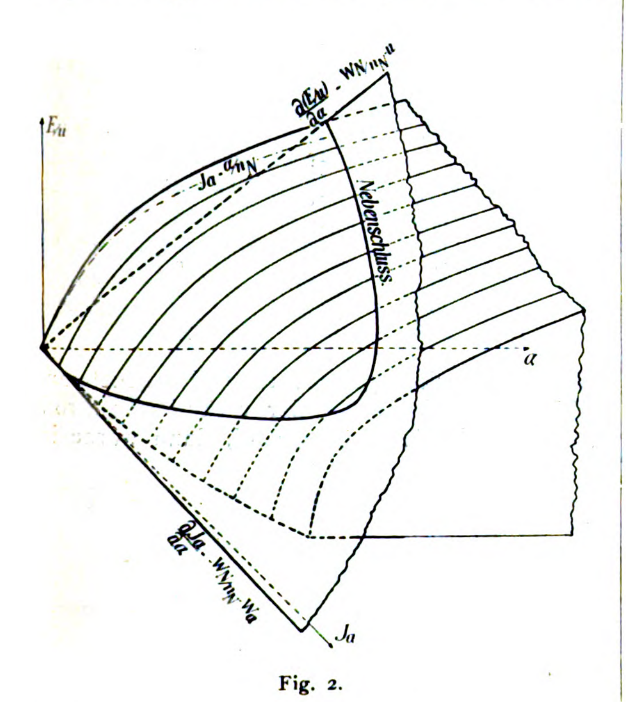


Fig. 2.

In ähnlicher Weise lassen sich auch für die Hauptstrom- und Verbundmaschine die Ebenen aufstellen. Durch Diskussion der Schnittlinien bei verschiedenen Lagen der Ebenen erhält man dann ebenso Aufschluß über die verschiedenen Betriebseigenschaften. Es sei hier der Kürze wegen nur die Lage der Ebene abgeleitet.

Hauptstromschaltung.

Da $\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_H = \frac{\alpha}{n_H}$ sein muß, so hat die Bedingungsebene die Gleichung:

$$\mathfrak{J}_a = \frac{\alpha}{n_H}. \tag{7}$$

Sie geht durch die $\frac{E}{u}$-Achse. Ihre Schnittgerade mit der $(\alpha, \mathfrak{J}_a)$-Ebene hat den Richtungskoeffizient $\frac{\alpha}{\mathfrak{J}_a} = n_H$ (Fig. 3).

Verbundschaltung.

Es sind zwei Schaltungen zu behandeln:

1. Der Nebenschluß liegt direkt an den Bürsten an.

Dann ist:

$$\alpha = (\mathfrak{J}_a - \mathfrak{J}_N) \cdot n_H + \mathfrak{J}_N \cdot n_N.$$

Da $\mathfrak{J}_N = \frac{1}{w_N} \cdot (E - \mathfrak{J}_a \cdot w_a)$, so wird

$$\alpha = \mathfrak{J}_a \cdot n_H - \frac{n_H}{w_N} \cdot E + \frac{n_H}{w_N} \cdot \mathfrak{J}_a \cdot w_a + \frac{n_N}{w_N} \cdot E - \frac{n_N}{w_N} \cdot \mathfrak{J}_a \cdot w_a$$

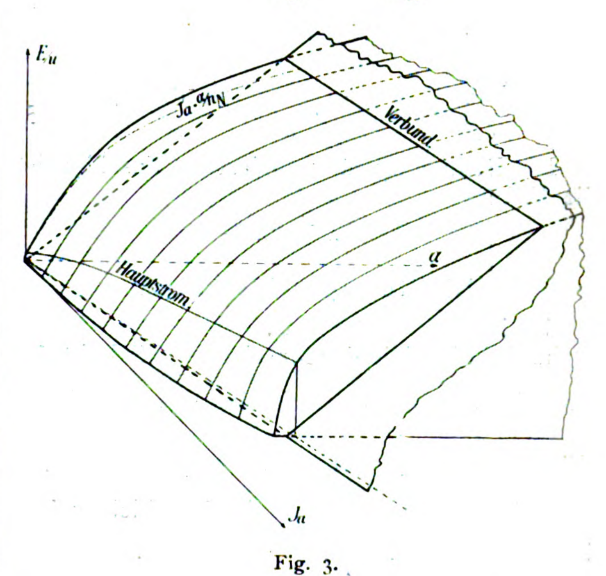


Fig. 3.

und durch beiderseitige Division mit $\frac{n_N \cdot u}{w_N}$

$$\left.\begin{aligned} &\alpha \cdot \frac{w_N}{n_N \cdot u} - \mathfrak{J}_a \cdot \left[\frac{n_H}{n_N} \cdot \left(\frac{w_N}{u} + \frac{w_a}{u}\right) - \frac{w_a}{u}\right] \\ &\quad - \frac{E}{u} \cdot \left(1 - \frac{n_H}{n_N}\right) = 0. \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Für diese Ebene sind die Richtungskoeffizienten der Schnittgeraden mit den Koordinatenebenen:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \mathfrak{J}_a} = n_H \cdot \left(1 + \frac{w_a}{w_N}\right) - n_N \cdot \frac{w_a}{w_N} \tag{9}$$

$$\frac{\partial \left(\frac{E}{u}\right)}{\partial \alpha} = \frac{1}{n_N - n_H} \cdot \frac{w_N}{u} \tag{10}$$

$$\frac{\partial\left(\frac{E}{u}\right)}{\partial \mathfrak{J}_a} = - \frac{n_H \cdot \left(\frac{w_N}{u} + \frac{w_a}{u}\right) - n_N \cdot \frac{w_a}{u}}{n_N - n_H}. \quad (11)$$

Für unbelastete Maschine gilt auch hier die Bedingung $\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_N = \frac{a}{n_N}$ (Fig. 3).

2. Der Nebenschluß liegt an den äußeren Klemmen an, d. h. parallel zu Anker- und Hauptstromwicklung.

Man erhält durch ähnliche Überlegungen die Ebene

$$a \cdot \frac{w_N}{n_N \cdot u} - \mathfrak{J}_a \left(\frac{n_H}{n_N} \cdot \frac{w_N}{u} - \frac{w_a + w_H}{u}\right) - \frac{E}{u} = 0 \quad (12)$$

und ferner:

$$\frac{\partial a}{\partial \mathfrak{J}_a} = n_H - n_N \cdot \frac{w_a + w_H}{w_N} \quad (13)$$

$$\frac{\partial\left(\frac{E}{u}\right)}{\partial a} = \frac{w_N}{n_N \cdot u} \quad (14)$$

$$\frac{\partial\left(\frac{E}{u}\right)}{\partial \mathfrak{J}_a} = -\left(\frac{n_H}{n_N} \cdot \frac{w_N}{u} - \frac{w_a + w_H}{u}\right). \quad (15)$$

Die Bedingung für unbelastete Maschine ist die Ebene

$$a = (n_N + n_H) \cdot \mathfrak{J}_a. \quad (16)$$

Nichterregte Maschine.

Es ist $a = 0$.
Daher ist die Linie der Maschine der Schnitt der Fremderregungsfläche mit der $\left(\frac{E}{u}, \mathfrak{J}_a\right)$-Ebene. (Fig. 1.) $\frac{E}{u}$ und $\mathfrak{J}_a$ haben stets entgegengesetztes Vorzeichen, ausgenommen in dem kleinen Teil der Kurve, der am Koordinatenanfangspunkt liegt. Bei gleichem Drehungssinn sind also E und $\mathfrak{J}_a$ entgegengerichtet: die Maschine läuft als Motor. Bei negativem u sind E und $\mathfrak{J}_a$ gleich gerichtet: die Maschine läuft als Dynamo. Selbsterregung tritt ein bei negativen $\mathfrak{J}_a$-Werten, da die Kurve dann nicht durch $\frac{E}{u} = 0$ geht.

(Eingegangen 30. März 1909.)

Beiträge zur Kenntnis des Barretters.

Bemerkung zur Arbeit des Herrn Johannes Rautenkrantz[1]).

Von Béla Gáti.

Bei Barrettermessungen ändert sich der Widerstand des Barretters und dadurch zeigt das Galvanometer den Ausschlag. Natürlich, wenn man im Barretterzweige einer Wheatstonebrücke den Strom größer nimmt, wird der Widerstand des Barretters auch größer und bekommt man beim Galvanometer die Ausschläge. Dies ist so selbstverständlich, daß jedwelche weitere Erklärung überflüssig ist; was in meinem Artikel nicht zu verstehen war, war die Tatsache, daß ich zum Beispiel

bei 5,5 Milliampere 24 Grad,
„ 8,5 „ 29,5 „
„ 11,6 „ 21 „

Ausschlag hatte. Zugleich teile ich die Zahlentafel und die dazu gehörige Kurve mit.

Stromstärke in Milliampere	Ausschlag des Galvanometers links	rechts
5,5	24	—
6	25,5	—
6,5	27	—
7	28,5	—
7,8	29	—
8,5	29,5	—
9,4	29	—
10,3	26,5	—
11,6	21	—
13	13	—
14	0	0
14,1	—	3
16	—	30
17,8	—	73

Wenn die wiedergegebenen Galvanometerausschläge nur eine Folge der veränderten Stromverteilung in der Brücke sind, dann warne ich

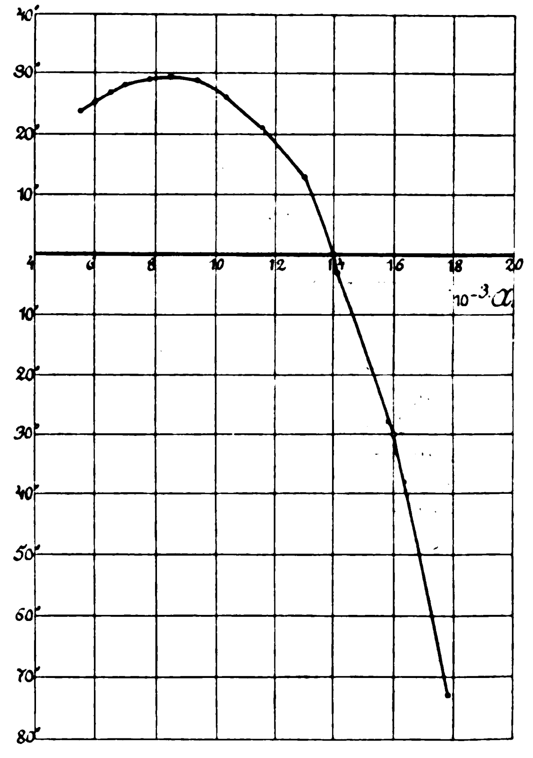


Fig. 1.

1) Diese Zeitschr. 10, 93, 1909.

jeden Forscher, eine Wheatstonebrücke bei Barrettermessungen anzuwenden. Es kann zum Beispiel vorkommen, wenn man bei 5,5 Milliampere das Galvanometer auf Null einstellt, also einen 24^0 entsprechenden Widerstand in den anderen Brückenzweig einschaltet, und bei $7,8 - 5,5 = 2,3$; $9,4 - 5,5 = 3,9$ Milliampere Hochfrequenzstrom durch den Barretter fließen läßt, in jedem Falle $29 - 24 = 5$ Grade Ausschlag bekommt. Ich sage nicht, daß dies auch so geschieht, eben weil ich im Batteriezweige auch den Widerstand veränderte, doch scheint es nicht ausgeschlossen, daß man bei Wheatstonebrücken zu zweideutigen Ablesungen kommen kann; die Sache bedarf nach meiner Meinung weiterer experimenteller und vielleicht auch theoretischer Untersuchungen.

Bezüglich des Optimumpunktes verstehe ich unter Empfindlichkeit immer Stromempfindlichkeit, worauf es bei Telephonmessungen doch in erster Reihe ankommt. Herr Rautenkrantz versteht wahrscheinlich die Wattempfindlichkeit. Meine Widerstandskurven haben keine Inflexionspunkte; die von Herrn Rautenkrantz scheinen (in Fig. 3) sie zu haben.

Ich habe der Frage experimentell nachgeforscht.

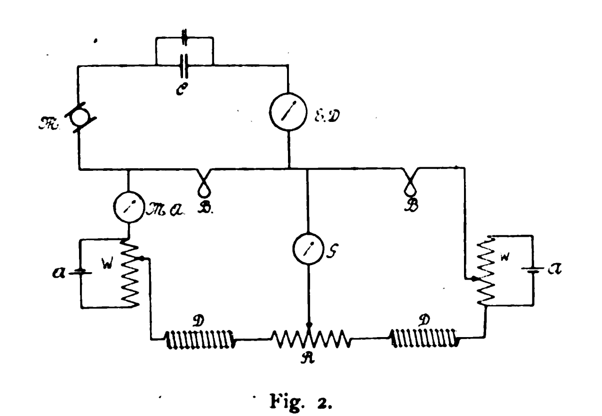


Fig. 2.

Der Strom der Hochfrequenzmaschine M wurde mit Spiegeldynamometer ED gemessen; der Strom ging auch durch Barretter B. Mit Hilfe der Widerstände WW wurde die Grundstromstärke im Barretterzweige verändert. Bei konstantem Ausschlage des Dynamometers war der Zusammenhang zwischen Barretter-Galvanometerausschlägen und in dem MA-Milliamperemeter gemessenen Grundstromstärken so, wie es Fig. 3 zeigt.

Nach dieser Kurve gibt es auch für Barretter in Kompensionsschaltung einen Optimumpunkt bezüglich der Stromempfindlichkeit. Ich wende gewöhnlich 17 Milliampere bei dieser Brücke an; bei noch größeren Grundstromstärken war der Nullpunkt schon nicht mehr

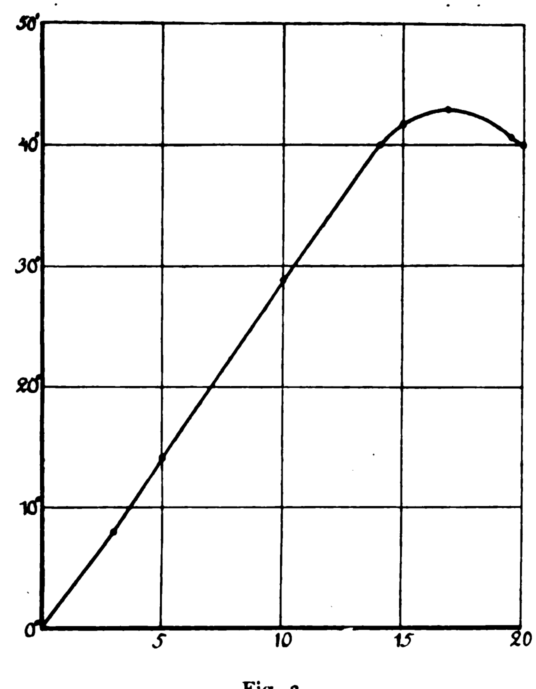


Fig. 3.

konstant und noch eine größere Grundstromstärke war also schon nicht mehr möglich, darum habe ich bisher nie einen Optimumpunkt bekommen.

Wie man sieht, sind die Barrettererscheinungen noch sehr interessant, und es würde mich freuen, wenn durch eingehende Studien, wie sie Herr K. E. F. Schmidt und seine Schule angefangen, auch andere Forscher Untersuchungen ausführen wollten. Die technische Anwendung des Barretters, z. B. Wechselstromtelegraphie, Multiplex-, Kabeltelegraphie und Schnelltelegraphie, der Barretter als Telephon und Telephonrelais usw., nehmen meine Zeit so in Anspruch, daß ich für eingehende weitere Studien keine Gelegenheit finde.

(Eingegangen 31. März 1909.)

Zum gegenwärtigen Stand des Strahlungsproblems.

Von W. Ritz und A. Einstein.

Zur Aufklärung der Meinungsverschiedenheiten, welche in unseren beiderseitigen Publikationen[1]) zutage getreten sind, bemerken wir folgendes.

In den speziellen Fällen, in denen ein elektro-

1) W. Ritz, diese Zeitschr. **9**, 903—907, 1908 und A. Einstein, diese Zeitschr. **10**, 185—193, 1909.



magnetischer Vorgang auf einen endlichen Raum beschränkt bleibt, ist die Darstellung des Vorganges sowohl in der Form

$$f = f_1 = \frac{1}{4\pi}\int \frac{\varphi\left(x', y', z', t - \frac{r}{c}\right)}{r} dx'\, dy'\, dz'$$

als auch in der Form

$$f = f_2 = \frac{1}{4\pi}\int \frac{\varphi\left(x', y', z', t + \frac{r}{c}\right)}{r} dx'\, dy'\, dz'$$

und in anderen Formen möglich.

Während Einstein glaubt, daß man sich auf diesen Fall beschränken könne, ohne die Allgemeinheit der Betrachtung wesentlich zu beschränken, betrachtet Ritz diese Beschränkung als eine prinzipiell nicht erlaubte. Stellt man sich auf diesen Standpunkt, so nötigt die Erfahrung dazu, die Darstellung mit Hilfe der retardierten Potentiale als die einzig mögliche zu betrachten, falls man der Ansicht zuneigt, daß die Tatsache der Nichtumkehrbarkeit der Strahlungsvorgänge bereits in den Grundgesetzen ihren Ausdruck zu finden habe. Ritz betrachtet die Einschränkung auf die Form der retardierten Potentiale als eine der Wurzeln des zweiten Hauptsatzes, während Einstein glaubt, daß die Nichtumkehrbarkeit ausschließlich auf Wahrscheinlichkeitsgründen beruhe.

Zürich, April 1909.

(Eingegangen 13. April 1909.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Die Einrichtungen zur Förderung der Luftschiffahrt an der Universität Göttingen [1]).

Von Felix Klein.

Durch die Tagespresse sind schon mehrfach Andeutungen oder kurze Mitteilungen über die Göttinger wissenschaftlichen Einrichtungen zum Studium der Luftschiffahrt verbreitet worden, die zum Teil Irrtümer enthielten oder entstellt waren. Im folgenden soll deshalb ein den Tatsachen entsprechender Bericht gegeben werden über das, was an Einrichtungen vorliegt, über die beabsichtigten Versuche und über die Mittel, die zur Durchführung derselben bereitstehen.

Vorab muß bemerkt werden, daß in Göttingen nur die Erforschung der wissenschaftlichen, nicht auch der praktischen Grundlagen der Luftschiffahrt bezweckt wird, die Übertragung in die Praxis muß den Technischen Hochschulen sowie sportlichen Kreisen, insbesondere den Luftschiffahrtsvereinen überlassen bleiben. Zur Ausführung dieser Forschungen stehen nicht allein Mittel der Universität, also staatliche Mittel, zur Verfügung, sondern sie erfahren auch von außen wesentliche Förderung. Hier sind besonders drei große Körperschaften zu nennen, an deren Zustandekommen der kürzlich verstorbene Ministerialdirektor Althoff jedesmal großen Anteil hatte, nämlich die Internationale Assoziation der Akademien, die Motorluftschiff-Studiengesellschaft und die Göttinger Vereinigung für angewandte Physik und Mathematik.

1893 wurde auf Anregung Althoffs und Mommsens ein Kartell der deutschen Akademien gegründet, in welchem sich die Akademien von Göttingen, Leipzig, München, Wien und später auch Berlin zur Erreichung gemeinsamer Ziele verbanden, und dieses wurde 1900 zu einer allgemeinen Assoziation der Akademien sämtlicher Länder der Erde ausgebaut.

Die Motorluftschiff-Studiengesellschaft wurde im Herbst 1905 zu Berlin auf Anregung Seiner Majestät des Kaisers ins Leben gerufen. Aus finanziellen Kreisen wurde ein Kapital von insgesamt 1 Mill. M. zum Studium des Motorluftschiffwesens gezeichnet, und die bedeutendsten Führer auf diesem Gebiete, Graf Zeppelin, Major v. Parseval, Major Groß, traten der Gesellschaft bei. Diese erwarb die Pläne des Majors v. Parseval, und letzterer wurde neben Hauptmann v. Kehler als Geschäftsführer angestellt. Auf Anregung Althoffs wurde der Gesellschaft ein technisch-wissenschaftlicher Beirat zugeordnet, dem auch vier Göttinger Herren, die Professoren Klein, Prandtl, Runge und Wiechert angehören.

Die Göttinger Vereinigung zur Förderung der angewandten Physik und Mathematik wurde 1898 unter dem Vorsitz des Geheimrats v. Böttinger aus Elberfeld gegründet, sie umfaßt eine Reihe von namhaften Vertretern der Industrie und Wissenschaft. Ihr Zweck, der sich schon in ihrem Namen ausspricht, ist die Unterstützung der auf die technischen Anwendungen von Mathematik und Physik gerichteten Bestrebungen der Göttinger Mathematiker und Physiker. Ihrer tatkräftigen Beihilfe sind u. a. die wohleingerichteten Institute für technische Physik (Elektrotechnik, Mechanik, Maschinenwesen) der Göttinger Universität zu verdanken.

Diese drei Instanzen haben nun, teilweise

1) Auszug aus einem Vortrag, gehalten am 28. Januar 1909 im Niedersächsischen Verein für Luftschiffahrt, abgedruckt aus „Illustrierte aeronautische Mitteilungen" Heft 5, 1909.

unter nicht unbedeutender Mithilfe der Staatsregierung, die in Göttingen angestrebten Forschungen in hervorragendem Maße gefördert und beeinflußt.

In der Assoziation der Akademien wurde 1900 von Göttingen aus der Antrag auf internationales Studium der Luftelektrizität gestellt. Seitdem arbeiten die deutschen Akademien hieran mit großem Eifer; der preußische Staat bewilligte eine jährliche Summe von 4400 M. für luftelektrische Studien in Göttingen, die unter Leitung der Professoren Riecke und Wiechert ausgeführt werden. Aus diesen Forschungen wird auch für die Luftschiffahrt bedeutender Nutzen zu erwarten sein, da der elektrische Zustand der Atmosphäre von großer Wichtigkeit für die meteorologischen Vorgänge, wie Wolken- und Gewitterbildung, ist.

Von besonderer Bedeutung ist der Einfluß der Motorluftschiff-Studiengesellschaft für Göttingen geworden. Den persönlichen Beziehungen des Majors v. Parseval zu den Göttinger Herren, insbesondere zu Prof. Prandtl, ist es zu danken, daß in Göttingen mit einem Aufwand von ca. 20000 M. eine Modellversuchsstation der Motorluftschiff-Studiengesellschaft erbaut wurde, und daß zu ihrer Unterhaltung eine jährliche Summe von 7000 M. bewilligt wurde. Diese Versuchsstation, welche nordwestlich von der Stadt gelegen und der Leitung Prof. Prandtls unterstellt ist, verfolgt ähnliche Zwecke wie die schon bestehenden Schiffsmodellversuchsanstalten. In ihr sollen systematische Luftwiderstandsversuche in zuverlässiger Form gemacht werden; denn die bisherigen Versuche, soweit solche vorliegen, sind meist unter gänzlich unzureichenden Verhältnissen gemacht, und die bisherigen Resultate sind daher auch sehr unzuverlässig. Das Programm der Versuche ist: Bestimmung des Luftwiderstandes von Ballonmodellen und beliebigen Körpern, Untersuchung der Tragfähigkeit und des Luftwiderstandes von Flugflächen und ganzen Fliegermodellen, Stabilitätsuntersuchungen und Prüfung von Propellern. Die Versuche finden statt in einem Luftkanal von 2×2 m Querschnitt, und es ist ganz besonders Wert gelegt auf Schaffung eines möglichst gleichförmigen und geordneten Luftstromes, ein Ziel, das jetzt nahezu erreicht ist. Vor Erbauung der Anstalt wurden bereits in kleinem Maßstabe Vorversuche im Institut für angewandte Mechanik angestellt, ihr Ergebnis war die Bestimmung einer günstigeren Form des Parsevalschen Ballons, welche auch bei dem neuesten Modell desselben Anwendung gefunden hat.

Im letzten Jahre wurde auch von der Universität aus der Versuch gemacht, das Interesse der Studierenden für die Luftschiffahrt zu gewinnen, indem im mathematisch-physikalischen Seminar hydrodynamische und aerodynamische Fragen behandelt wurden, insbesondere auch Fragen aus dem Gebiete der Meteorologie. Einige Ergebnisse dieses Seminars sind niedergelegt in dem Aufsatze von C. H. Müller über Schiffswiderstand in Bd. IV der mathematischen Enzyklopädie als Anhang zu dem Artikel IV, 22 von Kriloff über die Theorie des Schiffes. In diese Zeit fällt auch eine Reise der Professoren Prandtl, Runge und Wiechert nach Paris zum Studium der französischen Flugversuche sowie der Umstand, daß man in Göttingen in persönliche Berührung mit dem englischen Aerodynamiker Lanchester kam, dessen wertvolles Buch über Aerodynamik bald auch in deutscher Sprache (übersetzt von Prof. Runge) erscheinen wird.

Auch die Göttinger Vereinigung nahm sich dann der Sache der Luftschiffahrt an. Auf ihrer Jahresversammlung im Oktober 1908 fand eine Diskussion über das Flugproblem statt; hierdurch angeregt, setzte sich die Vereinigung mit der preußischen Regierung in Verbindung, und diesem Einfluß ist es zu danken, daß die Regierung Prof. Prandtl einen formellen Lehrauftrag für das gesamte Gebiet der Aeronautik erteilte und eine jährliche Summe von 4000 M. für Lehr- und Versuchszwecke auf diesem Gebiet zur Verfügung stellte. Die Göttinger Vereinigung setzte ihrerseits ebenfalls eine jährliche Summe von 4000 M. aus. Im kommenden Sommer wird außer einer zweistündigen Vorlesung von Prof. Prandtl über die wissenschaftlichen Grundlagen der Luftschiffahrt noch eine Vorlesung über Ballonführung stattfinden, welche Privatdozent Dr. Bestelmeyer angekündigt hat.

Dem Einfluß der Göttinger Vereinigung ist es auch zu danken, daß der Besitzer der Kruppschen Werke, Herr Krupp v. Bohlen-Halbach der ihr erst kürzlich beigetreten ist, zur Förderung von Versuchen von Prof. Wiechert auf drei Jahre je 10000 M. bereitgestellt hat. Diese Versuche bezwecken in letzter Linie eine Verbesserung der luftelektrischen und meteorologischen Beobachtungsmethoden für große Höhen. Man bedient sich dabei registrierender Instrumente, welche man bisher von bemannten oder unbemannten Fessel- oder Freiballons oder auch Drachen in die Höhe tragen ließ. Diese Methoden sind aber, soweit es sich um Aufstiege von bemannten Ballons handelt, sehr kostspielig, und bei Verwendung von unbemannten Freiballons gibt man die Instrumente dem Zufall preis. Bei Anwendung von Fesselballons oder Drachen dagegen wird das elektrische Feld der Atmosphäre durch den Draht, welcher zum Halten des Ballons oder Drachens dient, ganz wesentlich gestört, und die luftelektrischen Beobachtungen werden dadurch in unkontrollierbarer Weise beeinflußt. Alle diese Mißstände will Prof. Wiechert umgehen, in-

dem er die Instrumente durch kleine unbemannte, mit Motor versehene Gleitflieger in die Höhe tragen läßt. Da diese Gleitflieger nicht durch einen Draht mit der Beobachtungsstation verbunden sein sollen, so müssen sie zwei Bedingungen erfüllen: sie müssen unabhängig von irgendwelchen zufälligen Windstößen stabil fliegen unter automatischer Einhaltung der Flugrichtung, und sie müssen vom Boden aus zu steuern sein, etwa durch elektrische Wellen. Dies zu erreichen, ist eine außerordentlich schwierige Aufgabe, aber auf einem anderen Gebiete hat man bereits ähnliches gelöst. Bei den Torpedos nämlich ist es bereits erreicht, daß sie automatisch ihre Richtung, unbeeinflußt von Wasserströmungen, beibehalten, und auch über ihre Lenkung mittels elektrischer Wellen sind bereits erfolgreiche Versuche vorhanden. So ist zu hoffen, daß auch für unbemannte Flugapparate dies schwierige Problem glücklich erledigt werden wird, und hieraus wird auch die Luftschiffahrt den weitgehendsten Nutzen ziehen, da gerade die automatische Stabilisierung von größter Wichtigkeit für Flugmaschinen ist.

Faßt man nun alles zusammen, so ergibt sich, daß für Forschungen auf dem Gebiete der Luftschiffahrt und Meteorologie in Göttingen für die nächsten Jahre je 29400 M. zur Verfügung stehen. Diese dienen aber lediglich wissenschaftlichen Zwecken, so daß also z. B. der Bau eines bemannten Gleitfliegers nicht damit ausgeführt werden kann.

Dies hohe Ziel anzustreben, überhaupt die Verwertung der Resultate der Göttinger Forschung in der Praxis, muß eine Aufgabe der sportlichen Kreise, insbesondere der Luftschiffahrtsvereine werden. Es steht zu hoffen, daß sich für die Beschaffung der bedeutenden Geldmittel, die solche sportlichen Versuche erfordern, nach dem Beispiel von Frankreich auch in Deutschland reiche Gönner werden finden lassen. G. Fuhrmann, Dipl.-Ing.

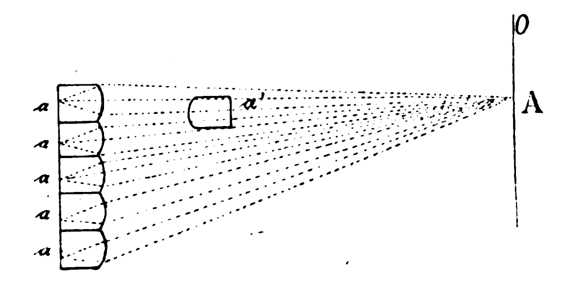
(Eingegangen 13. April 1909.)

REFERATE.

Über G. Lippmanns Reliefphotographie.

Von A. Byk.

Der Erfinder der Interferenzfarbenphotographie G. Lippmann hat im Laufe des Vorjahrs ein neues und sehr merkwürdiges photographisches Problem in Angriff genommen (Bull. de la Soc. franç. de Phys. 1908, S. 173, Journal de Physique [4] **7**, 821, 1908). Es handelt sich dabei um die Aufgabe, ein Bild herzustellen, welches je nach dem Standpunkte des Beobachters sich in der Lage seiner Teile gegeneinander verändert wie ein wirkliches Objekt und welches außerdem eine Tiefenwirkung ausübt. Lippmann gibt den Plan eines Verfahrens, das er allerdings erst andeutungsweise realisiert hat, das aber infolge seiner Originalität doch auch heute schon eine Besprechung rechtfertigt. Man denke sich eine Bromsilberschicht auf die hintere ebene Seite einer Glasplatte aufgetragen, deren Vorderseite in zahlreiche kleine, halbkugelförmige Linsen zerfällt (Figur). Stellt man eine solche Platte einem Objekte O gegenüber, so entsteht hinter jeder der kleinen Linsen nach dem Entwickeln und Fixieren ein mikroskopisches Bild desselben, das von einem etwas verschiedenen Standpunkte aus aufgenommen ist. Die sämtlichen von einem Punkt A des Objekts kommenden Strahlen, welche eine bestimmte Linse treffen, vereinigen sich hinter derselben in einem bestimmten Punkte a. Es gibt natürlich so viele Punkte a, als es Linsen gibt. Wird nun umgekehrt die entwickelte Platte von der Schichtseite aus diffus beleuchtet, so werden die von sämtlichen Punkten a herkommenden Strahlenbündel sich insgesamt in A wegen der Umkehrbarkeit der Wege der Lichtstrahlen vereinigen. Mit anderen Worten, es entsteht im Punkte A (von dem natürlich das Objekt jetzt entfernt worden ist) ein reelles Bild des ursprünglichen Objektpunkts A, und zwar in Helligkeitsverhältnissen, die gerade die umgekehrten des Objektpunkts sind; denn die mikroskopischen Bildchen sind ja sämtlich Negative. Die Gesamtheit der reellen Bildpunkte aller A bildet dann ein reelles Negativ des ursprünglichen Objekts. Um dieses in ein Positiv zu verwandeln, braucht man nun einfach nur zwischen die von der Schichtseite beleuchtete, entwickelte Platte und ihr reelles, eben geschildertes Luftbild eine zweite Platte derselben Art, die Linsen gegen das Licht gerichtet, einzuschalten. Wird die zweite Platte entwickelt und von ihrer Schichtseite aus



durchleuchtet, so liefert wieder wegen der Umkehrbarkeit der Lichtwege jeder einzelne Punkt a' ein divergierendes Lichtbündel, weil er durch ein konvergierendes erzeugt worden ist. Die Gesamtheit der divergierenden Bündel rückwärts verlängert, führen wieder zu dem Objektpunkt A; mit anderen Worten, die zweite Platte liefert ein virtuelles Bild des ursprünglichen Objektes. Da die Helligkeitsverhältnisse aber die umgekehrten sind wie bei der ersten Platte, so ist dieses virtuelle Bild jetzt ein Positiv des Objekts. Bei der tatsächlichen Durchführung des Verfahrens machte vor allem die Wahl eines geeigneten Materials für die kleinen Linsen Schwierigkeiten. Kollodium und Zelluloid erwiesen sich als gänzlich unbrauchbar, und endlich wurde auf Glaslinsen zurückgegriffen. Dabei verwandte Lippmann sogenannte Stanhope-Lupen, d. h. längliche dünne Stäbchen, deren eine Seite sphärisch gekrümmt ist, während die andere eben ist und sich etwa im Brennpunkte der kleinen Linse befindet. Sie werden in großer Zahl so nebeneinander gelegt, daß die ebenen Flächen eine einzige Ebene bilden, die dann durch Überziehen mit kornloser Bromsilbergelatine lichtempfindlich gemacht wird. Mit Hilfe dieser Platte konnte Lippmann das gesuchte reelle Luftbild geeigneter Objekte (eines Brenners und eines Fensters) in der Tat erblicken.

(Eingegangen 19. April 1909.)

BESPRECHUNGEN.

H. Egerer, Repetitorium der höheren Mathematik. (Lehrsätze, Formeln, Tabellen.) gr. 8. VIII u. 351 S. München, R. Oldenbourg. 1908. M. 6.—

Das Buch ist für die geschrieben, die die Mathematik als Hilfswissenschaft gebrauchen. Es enthält daher die wichtigsten Definitionen, Lehrsätze und Formeln (ohne Beweise) aus Trigonometrie, niederer Analysis, Differential- und Integralrechnung, analytischer und Differentialgeometrie, Differentialgleichungen, Ausgleichs- und Vektorenrechnung. Es kann als Nachschlagebuch auch dem Physiker gute Dienste leisten. Eine größere Zahl von Tabellen erhöht die Brauchbarkeit. Kochan.

E. Kotte, Lehrbuch der Chemie für höhere Lehranstalten und zum Selbstunterricht. Ein Lehrgang auf moderner Grundlage nach methodischen Grundsätzen. I. Teil: Einführung in die Chemie. gr. 8. 205 S. mit 117 Figuren. Dresden-Blasewitz, Bleyl & Kaemmerer. 1908. Gebunden M. 3.—

Zu der großen Zahl schon vorhandener Lehrbücher tritt hiermit ein neues, das sich nicht unwesentlich von jenen unterscheidet. Es ist ein interessanter Versuch, die modernen chemischen Anschauungen (es steht unter Ostwaldschem Einfluß) in den Schulunterricht zu verpflanzen. Daher wird die physikalische Chemie stärker betont, sie nimmt den größten Teil dieses Bandes ein. Besonders bemerkenswert erscheint die Benutzung der Lehre vom chemischen Gleichgewicht und die moderne Auffassung der Hydrate. Die Abschnitte über Energie und die Entwicklungen über Verbindungs-, Atom- und Molekulargewichte sind von großer Klarheit, wobei übrigens scharf zwischen experimentellen Ergebnissen und Hypothese geschieden wird. Der methodische Aufbau des Ganzen ist sehr gut gelungen. Kochan.

K. Fuß u. G. Hensold, Lehrbuch der Physik für den Schul- und Selbstunterricht. 8. verbesserte und vermehrte Auflage. Allgemeine Ausgabe. gr. 8. XX u. 558 S. mit vielen Übungsaufgaben, 1 Spektraltafel in Farbendruck und 448 Abbildungen. Freiburg, Herdersche Verlagshandlung. 1908. M. 5.30, gebunden M. 6.—

Das Buch kann sich für Schulzwecke und besonders zum Selbstunterricht als recht brauchbar erweisen. Die Darstellung ist gut disponiert und daher klar, wobei eine auch äußerlich sehr übersichtliche Anordnung zu statten kommt. Durch zahlreiche Beispiele aus dem täglichen Leben wird guter Anschluß an allgemein bekannte Tatsachen erreicht. Die Herleitung der Gesetze erfolgt meist sowohl auf induktivem wie deduktivem Wege.

Auffallend sind einige übertrieben genaue Zahlen in der Aufgabensammlung.

Kochan.

E. A. Kielhauser, Die Stimmgabel, ihre Schwingungsgesetze und Anwendungen in der Physik. Eine auf fremden Untersuchungen fußende Monographie. gr. 8. VIII u. 188 S. mit 94 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden M. 6.—

Das vorliegende Büchlein ist eine auf fremden Untersuchungen basierende Monographie, die offenbar nicht für Fachgenossen, sondern für einen weiteren Kreis berechnet ist. Alle mathematischen Entwickelungen sind daher fast ängstlich vermieden, um die Lektüre so leicht als möglich zu gestalten. Viele, den Physiker interessierende Fragen konnten da-

her nur oberflächlich behandelt werden. Ob wirklich ein Bedürfnis (im weiteren Publikum) für eine solche Darstellung vorlag, wage ich nicht zu entscheiden; das Büchlein ist aber wohl geeignet, eine eventuelle Lücke auszufüllen. Manche Behauptungen des Verf. sind allerdings mit einiger Vorsicht aufzunehmen, so z. B. die, daß in Deutschland allgemein ein Hin- oder Hergang eines Pendels als ganze Schwingungsdauer betrachtet würde.

Cl. Schaefer.

H. Starke, Physikalische Musiklehre. Eine Einführung in das Wesen und die Bildung der Töne in der Instrumentalmusik und im Gesang. 8. VIII u. 232 S. mit 82 Abbildungen. Leipzig, Quelle & Meyer. 1908. M. 3.80, gebunden M. 4.20

Der Verfasser will in diesem Buche eine Einführung in die „naturwissenschaftliche" Musiklehre geben, die eine Vereinigung der rein physikalischen Akustik und der ästhetischen Musiktheorie bildet, und man darf sagen, daß dieser Versuch trefflich gelungen ist. Die Darstellung ist klar und faßlich und sowohl Musiker als Physiker werden dem Verfasser für diese Gabe Dank wissen. Hervorheben möchte ich noch die Reichhaltigkeit des Inhalts bei relativ beschränktem Raum. Einige kleine Ungenauigkeiten sind belanglos; nur auf einen derartigen Fall will ich hinweisen, weil er prinzipiell von einiger Bedeutung ist. Bei Besprechung der Schwierigkeit der Helmholtzschen Theorie der Kombinationstöne sagt der Verfasser (S. 223 oben): „Manche leugnen überhaupt die Existenz eines Summationstones und erklären den manchmal gehörten Ton gleicher Höhe als einen Differenzton höherer Ordnung." Dazu ist zu bemerken, daß aus der Helmholtzschen Theorie keineswegs folgt, daß der Summationston, den sie ergibt, kein Differenzton höherer Ordnung ist.

Cl. Schaefer.

K. Meyer, Naturlehre (Physik und Chemie) für höhere Mädchenschulen, Lehrerinnen-Seminare und Mittelschulen. 4. verb. u. vermehrte Auflage. 8. 233 S. mit 324 Abbildungen. Leipzig, G. Freytag. 1906. Gebunden M. 2.20

Die Stoffauswahl ist bestimmt durch die Rücksicht auf die Bedürfnisse an Mädchenschulen. Daher sind besonders zahlreich die Verhältnisse, die im Haushalt eine Rolle spielen, hervorgehoben, während auf technische Fragen weniger eingegangen wird. Der Verzicht auf mathematische Schreibweise der Gesetze mag ebenfalls hiermit zusammenhängen, ist aber nicht vorteilhaft.

Kochan.

Tagesereignisse.

„Ein Ausschuß, bestehend aus Mitgliedern des wissenschaftlichen Stabes des Observatoire Royale de Belgique zu Uccle ist mit den vorbereitenden Arbeiten für die Herausgabe eines Verzeichnisses der magnetischen und seismologischen Observatorien beschäftigt. Diesem Verzeichnis, das unter dem Titel „Liste des Observatoires magnétiques et seismologiques" erscheinen wird, soll ein Verzeichnis der Gesellschaften und Zeitschriften angegliedert werden, die sich besonders mit Magnetismus, Seismologie oder Elektrizität der Atmosphäre beschäftigen.

Ein derartiges Werk bildet für die physikalische Welt ein überaus nützliches Hilfsmittel. Es bietet nämlich dem Forscher ein zuverlässiges und bequemes Hilfsmittel zum Verkehr mit solchen Gelehrten, die sich mit einem ganz bestimmten Gebiete der Forschung beschäftigen. Es ermöglicht eine schnelle Auffindung der Veröffentlichungen, in denen die Beobachtungsergebnisse niedergelegt sind. Des weiteren zeigt es dem Gelehrten, der eine Untersuchung unternehmen möchte, die große Aufwendungen erfordert, welche Institute gegebenen Falles in der Lage wären, ihm ihre Unterstützung angedeihen zu lassen.

Um die Aufstellung eines solchen Verzeichnisses zu erleichtern, wäre es wünschenswert, daß solche Gesellschaften, welche die Physik des Erdballs pflegen, sich dem Ausschusse namhaft machen, ihre Satzungen einsendeten und genauere Angaben über das Datum ihrer Gründung, ihren Sitz, Mitgliedsbeitrag, Mitgliederzahl, Veröffentlichungen, Ort und Besuch der Versammlungen, Vorstand usw. machen.

Der Redaktionsausschuß würde auch mit Freuden Sonderabdrucke solcher Zeitschriften entgegennehmen, die sich mit der Physik des Erdballs beschäftigen.

Alle Sendungen bitten wir zu richten an:

M.M. les Membres du Comité de rédaction de la Liste des Observatoires magnétiques et seismologiques, Observatoire Royal de Belgique, Uccle".

(Aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 2. April 1909.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Göttingen Dr. W. Ritz für Physik, an der Universität München Dr. E. Wagner für Physik und Dr. Alfr. Heiduschka für pharmazeutische und angewandte Chemie, an der Universität Marburg Dr. Ernst Hellinger für mathematische Physik.

Berufen: Der ord. Professor der Physik an der deutschen Universität Prag Dr. Ernst Lecher in gleicher Eigenschaft an die Universität Wien (als Nachfolger von Hofrat Professor Dr. V. v. Lang, der Ende des Sommers in den Ruhestand tritt).

Ernannt: Der Adjunkt an der Universitäts-Sternwarte Dr. Lucian Grabowski zum a. o. Professor für Meßkunst an der Technischen Hochschule zu Lemberg, der ord. Professor an der Technischen Hochschule Wien Dr. Gustav Herglotz zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Leipzig, der a. o. Professor an der Universität Bonn Const. Carathéodory zum ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Hannover, der Privatdozent Dr. Gustav Buchböck an der Universität Budapest zum a. o. Professor für theoretische Chemie ebenda, Dr. J. M. H. Giran zum ord. Professor für Chemie an der Universität Toulouse, Prof. P. Langevin zum Professor für allgemeine Experimentalphysik am Collège de France.

Mit Vertretung beauftragt: Der a. o. Professor an der Universität Marburg Dr. Erwin Rupp mit der Professur für pharmazeutische Chemie an der Universität Königsberg.

Gestorben: Der emerit. ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Breslau Dr. Oskar Emil Meyer, der Privatdozent für Mikroskopie und gerichtliche Chemie an der Universität Jena Dr. Christian Gänge, der a. o. Professor für pharmazeutische Chemie an der Universität Königsberg Dr. Alfred Partheil.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 10. | 15. Mai 1909. Redaktionsschluß für No. 11 am 22. Mai 1909. | 10. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Anordnungen der Methode der Drahtwellen für Zwecke der Untersuchung der Dispersion im elektrischen Spektrum von Flüssigkeiten.

Von A. R. Colley[1]).

Von allen Methoden der Messung des elektrischen Brechungsindex ist die Methode der Drahtwellen, die in den Arbeiten von Lecher, Cohn und hauptsächlich in den späteren Arbeiten von Drude ausgearbeitet wurde, die vollkommenste. Diese Methode, deren Prinzip und Einzelheiten in den grundlegenden Arbeiten von Drude[2]) dargestellt waren, wurde auch zur Grundlage dieser Untersuchung genommen. Für das Ziel der genauen und bequemen Untersuchung der Dispersion muß die Methode möglichst folgenden Bedingungen genügen:

1. Die Schwingungsperiode, für welche die Messung des Brechungsindex gemacht wird, soll streng bestimmt und streng meßbar sein; sie soll sich auch nicht merklich bei äußeren und zufälligen Ursachen ändern.
2. Die Methode soll die Möglichkeit geben, den Brechungsindex möglichst genau (z. B. bis zu 0,1 Proz.) messen zu können, dabei soll der Einfluß sowohl zufälliger als auch systematischer Fehler in bestimmter Weise erkannt werden.
3. Die Anordnung der Methode soll eine solche sein, daß man in den Drähten bequem und schnell eine beliebige Wellenlänge in den Grenzen des zu untersuchenden Spektrums bekommen könne.

Damit man den hier erwähnten Bedingungen genüge und insbesondere der Bedingung 3, war es notwendig, die Drudesche Anordnung abzuändern.

Vorversuche, deren nähere Beschreibung ich unterlasse, wobei manche Abänderungen in der Versuchsanordnung von Drude getroffen waren, wo jedoch, wie auch bei Drude, die induktive Koppelung zwischen dem Vibrator (Blondlotscher Vibrator in der Drudeschen Anordnung) und dem zu erregenden elektrischen System angewandt wurde, haben keine genügenden Resultate gegeben. Eine ganz befriedigende Lösung der gestellten Aufgabe wurde erst dann erreicht, als die Methode der Wellenerregung selber vertauscht wurde, wobei die induktive Koppelung durch eine direkte ersetzt wurde.

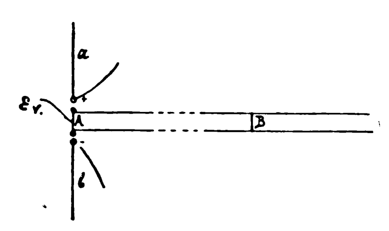


Fig. 1.

Das Prinzip der neuen Anordnung war folgendes: Man stelle sich einen Vibrator vor, der aus drei Teilen besteht; der mittlere Teil A (der Länge nach der kürzeste) ist zur Erde abgeleitet (Fig. 1). Die zwei seitlichen a und b werden vom Induktorium geladen. Bei der Bedingung, daß die zwei äußeren Teile sich gleichzeitig in den mittleren entladen, entstehen im Vibrator Schwingungen, deren Periode durch seine ganze Länge bestimmt ist.

Um so einen Vibrator mit einem anderen System direkt zu koppeln, genügt es, einen Teil der Länge des Vibrators — seinen mittleren Teil — zu einem Teile der Länge des Systems AB zu machen. Durch das Entstehen der Schwingungen im Vibrator werden auch in

1) Unter Mitwirkung des Verfassers aus dem Russischen übersetzt aus dem Journ. der Russ. physik. Gesellsch. **38**, 431, 1906.

2) P. Drude, Wied. Ann. **55**, 633, 1895; **58**, 1, 1896; **59**, 17, 1896. Abh. d. Sächs. Ges. d. Wiss. **23**, 23, 1896.

dem mit ihm direkt durch den mittleren Teil gekoppelten System AB Schwingungen erregt; das System AB kann eine beliebige Form haben mit der Bedingung, daß sich bei A ein Knoten der elektrischen Kraft ausbildet. Ein solches System kann z.B. das geschlossene System AB sein, welches aus zwei parallelen Drähten besteht und durch zwei Brücken A und B begrenzt ist. Aus der Theorie der Schwingungen gekoppelter Systeme geht hervor, daß sowohl im Vibrator als auch im System AB im allgemeinen zwei Schwingungen entstehen; in dem Falle, daß die Koppelung locker ist (der gemeinsame Teil verhältnismäßig kurz), hat eine von den Schwingungen die Periode und Dämpfung des freien Vibrators, die zweite die Periode und Dämpfung des freien Systems AB, welche (Resonanzfall ausgeschlossen) nur wenig durch die Koppelung beeinflußt sind.

Von diesen beiden Schwingungen, von denen jede zu den Messungen gebraucht werden kann, wollen wir die Schwingungen, welche der Periode nach der Periode des freien Systems AB nahestehen, benutzen; diese Schwingungen sollen in folgendem „Eigenschwingungen" des Systems AB genannt werden. Diese Wahl wird durch die Überlegung bedingt, daß nämlich die Schwingung des geschlossenen Systems AB, das auf seiner Länge keine Funkenstrecken hat, im Vergleich mit der Schwingung des Vibrators eine viel kleinere Dämpfung hat, also viel reiner ist.

Wie es sich im Laufe der Untersuchung herausgestellt hat, ist dieser Umstand für den Erfolg der Dispersionsuntersuchung ausschlaggebend.

Auf diesem Prinzip der direkten Koppelung zwischen Vibrator und dem geschlossenen System AB war die Erregung der Schwingungen in den Drähten begründet.

Anordnung I und II.

Die Versuchsanordnung war folgende: Zwei parallele Kupferdrähte, 4 m lang, 0,6—0,8 mm Durchmesser, waren in einem Abstande von 1,5 cm voneinander gespannt und ragten durch zwei Öffnungen in der Vorderwand eines Troges um 4—6 mm in den Trog hinein (Fig. 2). Im

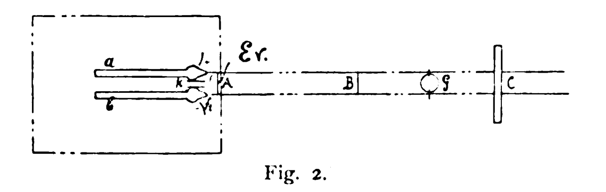


Fig. 2.

Inneren des Troges war längs der Wand die 1—3 cm lange Drahtbrücke A, die zur Erde abgeleitet war, angelötet. Die Brücke A, mit den beiden Drahtenden an ihrer Seite, bildet den mittleren Teil des Vibrators; die beiden anderen Teile sind a und b, zwei parallele Stücke eines 3 mm dicken Kupferdrahtes, zu denen die Ladungen vom Induktorium zugeleitet werden. In f_1 und f_2 befinden sich zwei Funkenstrecken.

Die Gleichzeitigkeit der Entladung der beiden Seitenteile in den mittleren kann durch die Funkenregulierung nicht erreicht werden; deshalb ist folgendes Verfahren angewandt worden: Die Seitenteile des Vibrators werden so weit einander genähert (5—7 mm), daß sie elektrostatisch eng verknüpfte Teile bilden.

Das Sinken des Potentials infolge der einsetzenden Entladung in einem der beiden Stäbe (in dem Teile, der der Funkenstrecke am nächsten ist) hat die Steigerung der Spannung in dem anderen Stabe zur Folge; und die Entladung dieses Stabes beginnt. Dieser Effekt wird noch sicherer erzielt, wenn die elektrostatische Kuppelung mit Hilfe eines kleinen Kondensators k, dessen eine Platte mit a und die andere mit b verknüpft ist, vermittelt wird. Der Kondensator muß aber möglichst nahe bei den Funkenstrecken liegen, weil nur unter dieser Bedingung die Gleichzeitigkeit der Entladung erreicht wird [1]).

Außerdem hat es sich als nützlich erwiesen, besonders wenn der Vibrator nicht mit einem Kondensator K versehen ist, daß die Entladung zwischen den Enden der Drähte und den spitzen Teilen birnenförmiger Flächen vor sich gehe; an den breiten Seiten waren, wie es in der Figur gezeigt ist, Scheiben, 7—10 mm im Durchmesser, die als Kondensatorplatten dienten, angelötet. Alle Teile des Vibrators waren in den mit Petroleum gefüllten Trog (20 cm lang) gelegt. In einigem Abstande von der Brücke A befand sich die Brücke B, welche an den Drähten verschoben und an beliebiger Stelle befestigt werden konnte. Das System AB, das direkt mit dem Vibrator gekoppelt ist, wird weiter „primäres" System (P.-S.) oder „erregendes" System (E.-S.) genannt. Hinter der Brücke B befand sich eine kleine Geißlersche Röhre mit Elektroden, welche als Indikator diente, und die Messung der Wellenlänge, die der Eigenperiode des primären Systems entsprach, geschah in der üblichen Weise durch die Bestimmung der Knotenpunkte mit der beweglichen Brücke C.

Die Stärke der Erregung des E.-S. hängt vom Verhältnis seiner Periode zur Periode des Vibrators ab. Die Beobachtungen in dieser Richtung zeigten folgendes:

1) Ein ähnlicher Kondensator ist von F. Braun beschrieben worden (diese Zeitschr. 5, 193, 1904). Vom Verfasser ist dieses Verfahren in den Berichten der XI. Versammlung russischer Naturforscher und Ärzte (Dez. 1901, S. 459) angegeben worden.



So lange die Periode des E.-S. beträchtlich kleiner als die Periode des Vibrators ist, ist die Erregung schwach; sie steigt rasch, wenn die Periode des E.-S. ungefähr gleich der Periode des Vibrators wird. Bei weiterer Veränderung der Periode fällt die Erregung des Systems verhältnismäßig wenig; bei einer Periode, welche der doppelten Periode des Vibrators nahekommt, bleibt die Erregung noch stark, dabei fängt der erste harmonische Oberton des primären Systems an, deutlich hervorzutreten; seine Periode ist der Hälfte der Periode des Grundtones gleich. Bei einem Grundtone, dessen Periode mehr als das Zweifache der Periode des Vibrators ist, wird der erste harmonische vorherrschend. Ceteris paribus wird die Erregung desto stärker, je länger (bis zu einem gewissen Grade) der gemeinsame Teil zwischen dem Vibrator und dem primären System ist; dabei werden aber bei der Vergrößerung der Koppelung die Knoten immer verwaschener und die Einstellungen un-

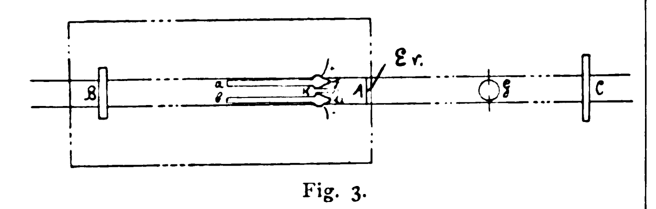


Fig. 3.

genauer. Bei genügender Energie ist es deshalb ratsam, mit möglichst kurzen verbindenden Brücken zu arbeiten.

Die Veränderung der halben Wellenlänge, welche der Eigenperiode des primären Systems entspricht, wird durch bloße Verschiebung der Brücke *B* erreicht. Dabei ist die Größe dieser Veränderung der Größe der Brückenverschiebung gleich.

Bei solcher Anordnung stellt das P.-S. den symmetrischen Bau von zwei parallelen Drähten, die von zwei Brücken begrenzt sind, dar. Es liegt gänzlich (mit Ausnahme der Brücke *A*, die sich in der Petroleumwanne befindet, die sich aber auch in der Luft befinden kann) in der Luft, und die halbe Wellenlänge, die der Eigenperiode des primären Systems entspricht, ist bloß ein paar Millimeter größer als der Abstand zwischen den Brücken, welche Differenz durch die Verkürzung der Brücken und den Einfluß der Koppelung verursacht wird.

Die hier beschriebene Anordnung soll weiter als Anordnung I bezeichnet werden.

Folgende Anordnung hat sich aber als bequemer herausgestellt (Fig. 3). Zwei parallele Kupferdrähte, 5 m lang, gingen durch die Öffnungen in der Vorder- und Hinterwand eines Troges von 25 cm Länge und waren in einem Abstande von 1 cm stark gespannt. Der Trog wurde an dem einen Ende der Drähte aufgestellt und mit Petroleum gefüllt, längs der inneren Wand des Troges war die Drahtbrücke *A* 1 cm lang angelötet und zur Erde abgeleitet.

Die zweite Brücke *B* in der Form einer Platte konnte längs der Drähte im Troge verschoben und am beliebigen Orte festgeklemmt werden. Das durch die Brücken *A* und *B* begrenzte System werden wir primäres oder erregendes System nennen. Der Vibrator war an der Brücke *A* mit dem primären System direkt gekoppelt.

Bei solcher Anordnung erscheint der Vibrator sowohl mit dem primären System als auch mit dem Teile der Drähte, längs deren die Wellenlängenmessung ausgeführt wird, gekoppelt. Diesen Teil der Drähte, der von der Brücke *A* und von der beweglichen Brücke *C* begrenzt ist, soll „sekundäres System" (S.-S.) genannt werden.

Die Untersuchung der Eigenschaften einer solchen Anordnung zeigt folgendes: So lange der gemeinsame Teil des Vibrators und des primären Systems einerseits und des Vibrators und des sekundären Systems andererseits gleich groß ist, wenn z. B. als solcher bloß die Länge der Brücke *A* erscheint, bemerkt man bei der Verschiebung der Brücke *C* keine deutlichen Maxima des Aufleuchtens der Röhre. Die Maxima erscheinen mit großer Schärfe, falls der Vibrator mit dem Primärsystem bedeutend stärker als mit dem Sekundärsystem verkoppelt wird. Die Länge der dabei meßbaren Wellenlänge entspricht der Eigenperiode des erregenden Systems. Um die verschieden starke Koppelung des Vibrators mit dem P.-S. und S.-S. zu erreichen, genügt es, ihn längs der Drähte innerhalb des Troges um 1—1,5 cm zu verschieben.

Die direkte Koppelung zwischen Vibrator und P.-S. wird auf folgende Weise erzielt: In einem Abstande von 1 oder 1,5 cm von der Brücke *A* werden an beiden Drähten symmetrisch unter einem gewissen Winkel zu ihnen zwei Drahtendchen 4—6 mm lang befestigt. An dieselben wird durch zwei Funkenstrecken der Vibrator angebracht, welcher zur Fläche der Drähte unter einem gewissen Winkel (25—30°, um jede andere als die direkte Koppelung zu vermeiden) steht.

Die Konstruktion des Vibrators bleibt, wie bei der Anordnung I, dieselbe. Die beschriebene Anordnung wird weiter als Anordnung II bezeichnet.

Bei Anordnung II bietet die Erregung des P.-S. in allen untersuchten Beziehungen ein identisches Bild mit dem, welches bei der Anordnung I beobachtet wird. Wenn die hintere Plattenbrücke *B* durch eine Drahtbrücke derselben Länge wie die vordere *A* ersetzt wird, und auf den Drähten des E.-S. ein zweites

Paar solcher Drahtendchen in derselben Entfernung von der hinteren Brücke, in welcher sich das vordere Paar von der vorderen Brücke befindet, angebracht wird, so hat die zu messende Wellenlänge in den Grenzen der Beobachtungsfehler dieselbe Größe, einerlei, ob der Vibrator mit der hinteren oder der vorderen Brücke verbunden ist.

Die Änderung der Wellenlänge des Primärsystems wird durch bloße Verschiebung der Brücke B erreicht.

Diese II. Anordnung, die sich in der Praxis und in konstruktiver Beziehung bequemer als die erste gezeigt hat, funktioniert etwas stärker als die I., und hat dabei deren positive (guten) Seiten. Deshalb wurde auch der größte Teil der Dispersionsuntersuchungen mit der II. Anordnung durchgeführt.

Hier soll auch bemerkt werden, daß man von der Anordnung II leicht zu I übergehen kann, ohne dabei Wesentliches in der Konstruktion und in der Anordnung der Apparate und der Teile der Systeme zu ändern. Dazu genügt es, die hintere Brücke B so weit an die Brücke A heranzuschieben, daß die Periode des Systems AB viel kleiner als die Periode des Vibrators ist, und hinter der Brücke A in der Luft in einer entsprechenden Entfernung eine Brücke B_1 anzubringen; bei solcher Anordnung erscheinen die Drähte bei der Brücke A wie abgeschnitten, als primäres System erscheint dabei, wie auch bei Anordnung I, das System AB, dessen Periode gemessen wird.

Wir gehen jetzt zur Beschreibung mancher Einzelheiten der Apparate und der Anordnung über.

Apparate.

1. Vibrator. Die wesentlichen Teile des Vibrators waren oben beschrieben. Es bleibt noch auf eines hinzuweisen. Da die Dispersionsmessung mehr als in der Grenze von 2 Oktaven ausgeführt wurde, so mußte die Periode des Vibrators, damit dieselbe nicht sehr weit von der Periode der erhaltenen Wellen sei, in ziemlich weiten Grenzen verändert werden.

Diese Veränderung wurde durch den Ersatz der geradlinigen Teile des Vibrators, die an einem Stativ befestigt waren, durch andere längere oder kürzere erreicht. Eine Abstimmung auf Resonanz wurde vermieden.

Die Regulierung der Funkenstrecken wurde durch zwei Mikrometerschrauben ausgeführt. Die Endchen, welche von den Funken verzerrt werden, wurden aus einem etwas dickeren Draht (von 1—1 $^1/_2$ mm) als die Drähte (0,6—0,8 mm) gemacht. Im allgemeinen übt die Verzerrung der Spitzen des Vibrators keine schädliche Einwirkung auf die Stärke der Erregung aus, so daß man bei starkem Gebrauche dieselben Spitzen einen Monat oder länger gebrauchen konnte. Der Ersatz durch neue bot keine Schwierigkeiten und konnte inmitten einer einzelnen Messung ausgeführt werden, ohne Gefahr (wie wir weiter sehen werden), den mindesten Einfluß auf die Genauigkeit der Messung auszuüben.

2. Die bewegliche Brücke in der Luft stellt eine runde Platte, 3 cm im Durchmesser, dar. Längs des horizontalen Durchmessers waren zwei Durchschnitte, 1,5 mm breit, gemacht, welche in die Mitte bis auf 2 mm reichten; durch diese Durchschnitte gingen die Drähte, auf denen die Brücke mit ihrer Schwere hing, wodurch ein guter Kontakt gesichert wurde.

Durch eine Plattenbrücke werden die auf sie auffallenden Wellen vollständiger als durch eine Drahtbrücke reflektiert. Der Energieverlust des Systems durch eine Plattenbrücke ist daher geringer. Die Brücke wurde mit Hilfe eines Stabes, der an einen Schlitten, welcher längs des Maßstabes glitt, befestigt war, verschoben. Der Maßstab war in Millimeter geteilt und befand sich unter der ganzen Länge der Drähte; die Höhe der Drähte über dem Tische betrug in verschiedenen Fällen 10—20 cm, ohne einen merklichen Einfluß auf die Wellenlängen auszuüben.

3. Hintere Brücke im Petroleum (Anordnung II, Brücke B) stellte eine runde oder viereckige, in zwei Hälften geschnittene Platte dar. Sie konnte mit Reibung längs der Drähte, die durch den Durchschnitt gingen, verschoben und an beliebiger Stelle mit Hilfe einer besonderen Schraube festgemacht werden.

4. Die Wahl eines geeigneten Induktoriums ist sehr wichtig. Nur Induktorien von 3—5 cm Schlagweite haben sich dabei bewährt. Das Induktorium wurde mit einem Wehnelt-Unterbrecher betrieben.

5. Als Indikatoren wurden 1. die Funkenstrecke, 2. der breite Teil einer Zehnder-Röhre, 3. Geißlerröhren mit eingeschmolzenen Elektroden, mittels deren sie auf die Drähte aufgehängt wurden, und 4. Thermoelemente ausprobiert. Es wurden dabei folgende Eigentümlichkeiten beobachtet:

Wird als Indikator eine Funkenstrecke oder der breite Teil einer Zehnder-Röhre gebraucht, so gibt er hauptsächlich die Welle des Vibrators an, wird aber als Indikator eine Geißlerröhre mit Elektroden oder ein Thermoelement gebraucht, so wirkt auf ihn fast ausschließlich die Welle des E-S. ein.

Der Charakter des Leuchtens der Röhre ist unter dem Einflusse dieser oder jener Welle verschieden. Unter dem Einflusse der Welle des E.-S. leuchtet sie mit einem dichten Lichte, das sich bei den Elektroden konzentriert. Die Welle des Vibrators macht die Röhre mit einem

diffusen Lichte leuchtend; dabei fluoreszieren ihre Wände schwach[1]).

Es wurden deswegen für die Beobachtung der Wellen des P.-S. nur Geißlerröhren mit Elektroden verwendet. Solche Röhren stellten eine dünnwandige Kugel von 1—1 1/2 cm im Durchmesser vor.

Als Elektroden dienten zwei Platindrähte, die in die Röhre eingeschmolzen waren, so daß zwischen ihren Enden ein Abstand von 0,5—1 mm blieb. Die Röhre wurde bis auf 0,5 mm ausgepumpt. Bei weitem nicht alle Röhren, die augenscheinlich ganz identisch konstruiert waren, konnten als gute Indikatoren dienen. Es wurden daher mehrere hergestellt und die besten ausgewählt. Von den Eigenschaften der Röhre hängt die Genauigkeit der Messung in hohem Maße ab.

6. Bei der Zuleitung der Ladung zu den seitlichen Teilen des Vibrators wurden, außer den zwei Zuleitungsfunken im Petroleum, zwei Funken in Luft zu je 1 cm Länge eingeführt.

Die Ausführung dieser Bedingung hat sich als durchaus notwendig gezeigt. Ohne den Funken in Luft ist die Einwirkung der Welle des Primärsystems ohne Vergleich viel schwächer. Bei der Beobachtung der Welle des Vibrators bieten die Funkenstrecken in Luft eher das Gegenteil[2]).

Wellen in der Luft.

Wenn alle oben angegebenen Bedingungen erfüllt sind, so werden sehr reine und starke Wellen erhalten. Bei einer Länge der Brücke zwischen dem P.-S. und S.-S. von 1 cm leuchtet die Röhre so stark, daß man bequem bei hellem Tageslicht beobachten kann. Bei der Verschiebung der beweglichen Brücke vom Anfang des Systems zu seinem Ende beobachtet man das Einsetzen eines scharfen Leuchtens beim Annähern zu einem Knoten, das bei der weiteren Verschiebung der Brücke weniger scharf, aber deutlich abnimmt. Dann bleibt die Röhre fast dunkel, bis die Brücke zum folgenden Knoten verschoben wird, wo man dasselbe Bild beobachtet. Die Wirkung der Welle des Vibrators als einer selbständigen Welle, die meistenteils auf die Röhre nicht einwirkt, kann manchmal in einer kleinen Verschiebung des zweiten oder dritten Knotenpunktes sich geltend machen. Läßt man die Brücke in irgendeinem Knotenpunkte liegen und verschiebt längs der Drähte die Röhre, so beobachtet man das Verlöschen der Röhre in den Knotenpunkten. Die Zahl der Knoten, die der Beobachtung zugänglich sind, wurde im allgemeinen durch die Länge der Drahtleitung begrenzt und betrug je nach der Wellenlänge 10—20 und mehr. Dabei konnten auch die letzten Knoten scharf beobachtet werden.

1) Dieser Unterschied ist wahrscheinlich dadurch bedingt, daß man bei dem Funken und der Zehnder-Röhre Indikatoren auf Maximaleffekt, bei Geißlerröhren und Thermoelementen Indikatoren auf Integraleffekt hat.

2) Diese Eigenschaften werden wahrscheinlich dadurch erklärt, daß die Funkenstrecken in Luft das Entstehen der Partialentladungen begünstigen (vgl. H. Th. Simon und M. Reich, diese Zeitschr. **4**, 364, 1903; H. Th. Simon, diese Zeitschr. **4**, 737, 1903), wodurch der Integraleffekt stark gesteigert wird.

Die Messung der Wellenlänge in Luft.

Die Messung der Wellenlänge wurde in gewöhnlicher Weise ausgeführt — durch die Bestimmung der Lage der Knotenpunkte. Die Lage eines jeden Knotenpunktes wurde gewöhnlich aus zehn nacheinander folgenden Ablesungen, aus welchen der Mittelwert genommen wurde, bestimmt.

Die Einstellungen wurden im dunklen Raum ausgeführt.

Die Wellenlänge und die Knotenpunktslagen wurden nachher mit der Methode der kleinsten Quadrate berechnet; gewöhnlich wurden nur zwei erste Knotenpunkte und zwei benachbarte von dem weiter entfernten (z. B. 9 und 10) beobachtet.

Die Genauigkeit, die in diesem Falle erreicht wurde, war mehr als genügend.

Wir führen einige Beobachtungsprotokolle an.

Nr. 1. Anordnung II. Abstand der Drähte $d = 1$ cm. Die Brückenlänge zwischen P.-S. und S.-S. $l = 1$ cm.

Ablesung nach dem Maßstabe in Millimetern.

Beob.	253,8	536,0	819,9	1102,8	1385,6
Ber.	253,7	536,7	819,6	1102,6	1385,5
Fehler	+0,1	—0,7	+0,3	+0,2	+0,1

Beob.	1668,3	1951,4	2234,3	2517,4
Ber.	1668,5	1951,5	2234,4	2517,4
Fehler	—0,2	—0,1	—0,1	—0,0

Die halbe Wellenlänge in Luft $\frac{\Lambda}{2} = 282,96$ mm.

Nr. 2. Anordnung II. $d = 1$ cm, $l = 1$ cm.

Beob.	123,2	309,1	————————	1421,4	1607,9
Ber.	123,4	308,9	————————	1421,9	1607,4
Fehler	—0,2	+0,2	————————	—0,5	+0,5

$$\frac{\Lambda}{2} = 185,51 \text{ mm.}$$

Nr. 3. Anordnung II. Distanz der Drähte in Luft 1 cm. In der Petroleumwanne (erregendes System) sind die Drähte bis zu einem Abstand von 5 mm genähert. Brückenlänge $l = 5$ mm.

Beob.	83,2	200,1	————————	1139,3	1256,5
Ber.	83,0	200,4	————————	1139,2	1256,6
Fehler	+0,2	—0,3	————————	+0,1	—0,1

$$\frac{\Lambda}{2} = 117,35 \text{ mm.}$$

Nr. 4. Anordnung I. $d = 1,5$ cm, $l = 1,5$ cm.

Beob.	318,9	721,6	—	—	—	2333,9	2737,6
Ber.	318,7	721,8	—	—	—	2334,2	2737,1
Fehler	+0,2	—0,2	—	—	—	—0,3	+0,5

$$\frac{\Lambda}{2} = 403,10 \text{ mm.}$$

Wie aus den angeführten Protokollen hervorgeht, unterscheidet sich die beobachtete Lage eines jeden Knotenpunktes von der berechneten gewöhnlich weniger als um 1 mm. Die halbe Wellenlänge zeigt sich also mit einer Genauigkeit von wenigstens 0,1 mm bestimmt, was für die halbe Wellenlänge von 200 mm weniger als 0,05 Proz, ausmacht.

Durch die Vermehrung der Zahl der beobachtbaren Knotenpunkte, durch die Verminderung der Koppelung zwischen den Systemen usw., kann die Genauigkeit, wenn erwünscht, noch gesteigert werden.

Die Prüfung der Konstanz der Wellenlänge.

Bei der Anordnung II befindet sich das erregende System in Petroleum. Jede Veränderung der D.E.K. des Petroleums verursacht eine Periodenveränderung des erregenden Systems. Die Ursachen solcher Veränderungen können folgende sein:

1. Unter der Wirkung der Funken wird das Petroleum chemisch verändert, dabei wird von ihm Kohle ausgeschieden.
2. Die Temperaturänderung.

Um klarzustellen, wie groß der Einfluß dieser Ursachen sein kann, wurde die folgende Versuchsreihe ausgeführt:

A. Es wurde reines Petroleum eingegossen und die halbe Wellenlänge in der Luft gemessen: $\frac{\Lambda}{2} = 235,18$; nachdem der Apparat täglich ein paar Stunden in Tätigkeit gewesen war, wurde nach drei Tagen die halbe Wellenlänge bestimmt: $\frac{\Lambda}{2} = 235,44$. Der Apparat war wieder einige Stunden in Tätigkeit. Nach drei Tagen war $\frac{\Lambda}{2} = 235,45$. Das schmutzige Petroleum, das während der ganzen Zeit in der offenen Wanne blieb, wurde abgegossen; die Drähte des E.-S. und der Vibrator von der an ihnen abgeschiedenen Kohle abgeputzt, reines Petroleum hereingebracht und die halbe Wellenlänge gemessen: $\frac{\Lambda}{2} = 235,20$.

Die Temperatur des Petroleums war in allen Fällen ungefähr dieselbe; die Veränderung der D.E.K. des Petroleums war also in ihrer Abhängigkeit von der chemischen Veränderung gering [1]).

B. Bei der Temperaturerhöhung des Petroleums um 5—6 Grad kann man eine merkliche Veränderung der Wellenlänge konstatieren. Während der Zeit der Beobachtung erhöht sich aber die Temperatur des Petroleums bei seiner großen Masse (etwa 1 Liter) so wenig, daß der Einfluß einer solchen Erhöhung auf die Wellenlänge ganz unmerklich bleibt.

Die Messungen der Wellenlänge am Anfang und am Schluß der Versuche haben in allen Fällen identische Größen innerhalb der Beobachtungsfehler gegeben. Bei der Anordnung I können selbstverständlich weder die chemische Zusammensetzung des Petroleums, noch seine Temperatur einen Einfluß auf die Periode des erregenden Systems ausüben.

Es wurde weiter untersucht, inwiefern die Wellenlänge des E.-S. von der Periode des mit ihm gekoppelten Vibrators beeinflußt wird.

Zu diesem Zwecke wurde bei ungeändertem Abstande zwischen den Brücken des E.-S. die Erregung mit Vibratoren verschiedener Perioden ausgeführt, was durch die Veränderung der Länge der geradlinigen Seitenteile des Vibrators erreicht wurde. Die im nachstehenden angegebene Tabelle gibt eine Vorstellung von der Größe der untersuchten Einwirkung. In der Reihe 1 sind die Längen der Seitenteile des Vibrators in Millimetern angegeben, in Reihe 2 die ihnen entsprechenden halben Wellenlängen.

80	305,50
60	305,81
37	306,21
70	287,13
60	287,24

So hat die Veränderung der Periode des Vibrators in sehr weiten Grenzen (bis zu einer Oktave) bloß einen geringen Einfluß auf die Periode des erregenden Systems. Es zeigt sich dabei, daß bei der Verringerung der Periode des Vibrators die Periode des E.-S. sich vergrößert. (Die Koppelung bei der Verringerung der Periode des Vibrators wird enger, weil der Mittelteil des Vibrators in allen Fällen dieselbe Länge behält.)

Aus einer Reihe Messungen, deren ausführlichere Beschreibung ich beiseite lasse, folgt, daß die Wellenlänge während einer unbestimmten Zeitperiode, obgleich der Vibrator vielfach weggenommen und gereinigt wurde und seine abgenutzten Teile durch neue ersetzt wurden, in den Grenzen der Beobachtungsfehler ungeändert blieb. Die angeführten Eigenschaften der be-

1) Der kleine Unterschied in der D.E.K. ist eher durch Absorption von Wasser durch Petroleum zu erklären; reines Petroleum, welches längere Zeit in einer offenen Wanne gestanden hat, zeigt eine merklich größere D.E.K.



schriebenen Anordnungen — einerseits eine völlige Unabhängigkeit der Wellenlänge von den Zufälligkeiten des Versuches, andererseits die Möglichkeit, sie rasch und leicht nach Belieben zu verändern (mit einer Genauigkeit von 0,5 mm kann eine beliebige Wellenlänge in 4—5 Minuten erhalten werden) — zeigen sich sowohl für die Genauigkeit wie für die Bequemlichkeit der Dispersionsuntersuchung durchaus wertvoll.

Die Messung des Brechungsindex.

Zur Erklärung der Besonderheiten der Messung wollen wir die Messungen in destilliertem Wasser als in einer Flüssigkeit, die eine große D.E.K. besitzt, anführen. Die Messungen wurden in einer Wanne, die mit Siegellack aus gewöhnlichen Glasplatten von 1—2 mm Dicke zusammengesetzt war, ausgeführt. Die Dimensionen der benutzten Wannen waren 46 cm Länge, 12 cm Breite, 13 cm Höhe, die Höhe der Drähte über dem Wannenboden 5 cm, und 50 cm Länge, 10 cm Breite und 17 cm Höhe, die Höhe der Drähte über dem Wannenboden 6 cm. Die Drähte gingen durch Öffnungen in der Vorder- und Hinterwand durch, und die Wanne konnte längs der ganzen Länge der Drähte frei verschoben werden.

Während der Längenmessungen in der Luft befand sich die Wanne am entfernten Ende der Drahtleitung. Weiter wurde sie so verschoben, daß die Flüssigkeitsgrenze mit dem 1. wahren Knoten zusammenfiel, und die Öffnungen, durch welche die Drähte gingen, wurden mittels leichter Erwärmung der Vorder- und Hinterwand verkittet (z. B. mit dem Mendelejeffschen Kitte); über der Wanne befand sich ein Maßstab in Millimeter geteilt. Entlang des Maßstabes bewegte sich ein Schlitten, der mit einem Stabe verbunden war, der eine Brücke in der Flüssigkeit führte. Bei der Einstellung in einen wahren Knoten muß man die Verkürzung der Brücke in der Luft kennen. Die Verkürzung der Plattenbrücke bei einem Abstande der Drähte von 1 cm ist um 1,5 mm kleiner als die Verkürzung einer Drahtbrücke, für die Drude die Größe 4 mm angibt. Die Verkürzung der Plattenbrücke wurde daher zu 2,5 mm angenommen. Die Flüssigkeitsgrenze wurde immer in einen wahren Knoten gelegt, weil die Glaswand 1 mm dick keine merkliche Veränderung der hinter ihr liegenden Knotenpunkte verursachte. Die Messung der Wellenlänge in der Flüssigkeit wurde ganz analog wie in der Luft ausgeführt, dabei wurde jede Knotenpunktslage aus einer Reihe von 10—15 Ablesungen bestimmt. Die Wellen in einer nicht absorbierenden Flüssigkeit waren sehr stark, man konnte leicht zehn und mehr Knoten scharf beobachten. Dabei wurden zur Messung nur diejenigen Knoten benutzt, deren Lage scharf bestimmt werden konnte, weil die Beobachtungen folgender schwächerer für die Genauigkeit der Messungen eher nachteilig ist. Gewöhnlich wurde die Lage der zwei ersten Knoten und zweier aus den benachbarten weiterliegenden bestimmt.

Fehlerquellen.

Es wurde der Einfluß folgender möglicher Fehlerquellen näher untersucht.

1. Einfluß der Flüssigkeitsgrenzen. Um sich zu überzeugen, daß die Dimensionen der Tröge keinen merklichen Fehler in die Bestimmungen des Brechungsindex hineinbringen, wurde in folgender Weise verfahren: In die Wasserwannen wurden zwei metallische Platten von den Dimensionen der Wände eingestellt. Auf dem Boden der Wanne konnte auch eine metallische Platte eingelegt werden. Die Messung des Brechungsindex ohne Metallwände und mit den Metallwänden gab in allen Fällen identische Größen innerhalb der Beobachtungsfehler.

2. Der Fehler von der falschen Lage der Flüssigkeitsgrenze. Gemäß der Theorie von Drude ist der Abstand zwischen den Knotenlagen in Flüssigkeit nur in dem Falle der halben Wellenlänge gleich, falls die Grenze der nicht absorbierenden Flüssigkeit in die wahre Knotenlage gelegt ist. Um die Größe des durch kleine Ungenauigkeiten in der Lage der Flüssigkeitsgrenze verursachten Fehlers schätzen zu können, ist die Flüssigkeitsgrenze in betreff des wahren Knotens 1 cm näher an das erregende System herangeschoben (Lage —), und 1 cm nach der anderen Richtung (Lage +). Die Messungen haben gezeigt, daß in diesem Falle die Abstände zwischen den Knoten im Wasser nicht einander gleich sind. Dabei sind bei der Lage — die ungeraden halben Wellenlängen, wenn man von der Flüssigkeitsgrenze rechnet, etwas länger als die geraden, bei der Lage + ist das Verhältnis der Längen der geraden und ungeraden Halbwellen das entgegengesetzte. Die Bestimmung des Brechungsindex aus den ungeraden oder geraden Knoten gab für die +-Lage eine kleinere Größe, für die —-Lage eine größere als die wahre, dabei ist die Abweichung für die halbe Wellenlänge von $\frac{\Lambda}{2} = 300$ mm ungefähr gleich 0,5 Proz. des Brechungsindex bei der Verrückung um 1 cm.

In Rücksicht hierauf, daß die Lage des ersten Knotens immer mit einer Genauigkeit von 0,5 mm bestimmt werden konnte, und in Rücksicht darauf, daß ein kleiner systematischer Fehler, durch eine nicht genügend genau bestimmte Verkürzung der Brücke verursacht, existierte, ist anzunehmen, daß der Fehler im Brechungs-

index von der genannten Ursache nicht größer als 0,05 Proz. des Brechungsindex war.

3. Einfluß der Eigenperiode der Brücke in der Flüssigkeit. Am Anfang der Messungen diente als Brücke im Wasser dieselbe runde Brücke von 3 cm Durchmesser, welche zur Messung der Wellenlänge in der Luft benutzt wurde. Bei den Messungen im Gebiete einer halben Wellenlänge $\frac{\Lambda}{2} = 300$ mm zeigte sich, daß der Brechungsindex n sich von 8,928—9,018 veränderte — eine Differenz, die mehr als fünfmal die möglichen Beobachtungsfehler übertraf. Diese Differenz war, wie es sich zeigte, durch die Resonanz der Brücke verursacht, welche auch durch eine andere ersetzt wurde, deren Beschreibung weiter unten angegeben sein wird. Mit der neuen Brücke wurde der Sprung im Brechungsindex nicht mehr beobachtet.

4. Der Einfluß des Hinterteiles der Drähte in der Wanne, das durch die bewegliche Brücke und die Hintergrenze der Flüssigkeit begrenzt ist. Für die Untersuchung des Einflusses des hinteren Teiles der Drähte, welcher durch die bewegliche Brücke c mit dem Sekundärsystem gekoppelt ist, wurde in folgender Weise verfahren: Der Brechungsindex wurde aus den neun ersten Knoten beobachtet; beim 11. Knoten wurde auf die Drähte die Brücke gelegt, welche auch allmählich in gleichen Intervallen zwischen dem 11. und 14. Knotenpunkte verschoben wurde, und dabei für jede ihrer Lagen die Wellenlänge im Wasser gemessen. Zwischen zwei aufeinanderfolgenden Knotenpunkten waren acht solcher Lagen. Die Messungen zeigten, daß der Einfluß des hinteren Teiles der Drähte bei einer künstlichen Begrenzung mit der Brücke ziemlich groß ist. (Die Variationen der Wellenlänge bei einem Abstande der Drähte von 1 cm gingen bis zu 1 Proz.) Er hat die maximale Größe bei den Lagen der aufgelegten Brücke, welche den Knotenlagen nahe sind, und sein Gang in der Abhängigkeit von der Lage der Brücke zwischen zwei konsekutiven Knotenpunkten bleibt analog, dabei wird er beim Verschieben der aufgelegten Brücke zu den weiter entfernten Knotenpunkten nur von einem Knotenpunkte zum anderen schwächer. Diesen Einfluß durch die verschiedenen Veränderungen in der Konstruktion der Brücke in der Flüssigkeit zu beseitigen, hat sich etwas schwierig gezeigt, bis schließlich die Brücke in folgender Weise konstruiert wurde.

In der engen Wand einer metallischen Schachtel, die 30—40 mm lang, 13—20 mm breit und 12—15 mm hoch war, waren zwei parallele Durchschnitte gemacht, die voneinander in demselben Abstande, wie die Drähte waren und die bis zum Boden der Schachtel bis auf etwa 5 mm reichten; die entgegengesetzte Wand fehlte. Mit dem Boden nach oben wurde die Schachtel mit den Durchschnitten auf die Drähte aufgesetzt. Die Vorwand mit ihren Durchschnitten diente als Brücke, hinter der die Drähte innerhalb der Schachtel parallel zu ihrem Boden gingen. In der Mitte des Bodens entlang der Schachtel ist ein Stück Kokskohle, das ungefähr die Dimensionen der Seitenwand der Schachtel hatte und 6—7 mm dick war, befestigt. Auf diese Weise befand sich die Kohle zwischen den Drähten, parallel zu ihnen, und berührte sie nicht.

Solche Kohle erweist sich als Halbleiter für elektrische Schwingungen und absorbiert sie stark, wenn sie in das Feld hineingebracht wird. Bei der auf diese Weise aufgebauten Brücke konnten deshalb stehende Wellen hinter der Brücke sich nicht ausbilden, und der Einfluß des Hinterteiles der Drähte beim künstlichen Abgrenzen mit der aufgelegten Brücke wurde den Messungen nach nicht mehr beobachtet. Hier muß man auch bemerken, daß es den Einfluß des Hinterteiles der Drähte nur dann zu konstatieren gelang, wenn die metallische Brücke aufgelegt war; diente als Grenze die Flüssigkeitsgrenze, so ist dieser Einfluß so schwach, daß die Größe des Brechungsindex in allen Fällen dieselbe war, ungeachtet, ob die Brücke mit oder ohne Kohle gebraucht wurde. Deshalb wurde auch gewöhnlich für alle Messungen als Brücke die Schachtel ohne Kohle gebraucht. Dabei beachtete man nur, daß der letztgemessene Knoten von der hinteren Grenze der Flüssigkeit wenigstens im Abstande von drei oder vier halben Wellenlängen lag.

5. Über den Einfluß der Koppelung und der Versuchsbedingungen. Die unten angegebenen Bemerkungen, welche sich besonders auf die Messungen in der Flüssigkeit mit Absorption beziehen, haben prinzipielle Bedeutung für die Untersuchungsmethode selbst. Wir wollen deshalb bei ihnen etwas ausführlicher verweilen.

In dem für Luft angeordneten sekundären System (Messung der Wellenlänge in Luft) gibt es für beliebige Lage der beweglichen Brücke C zwei uns interessierende Schwingungen: eine mit der Periode der Eigenschwingung des primären Systems, die andere mit der Periode der Eigenschwingung des sekundären Systems oder in bezug auf die Lage der Brücke C einer mit ihr harmonischen. Bei Bewegung der Brücke C ändert sich die Periode des sekundären Systems oder seiner harmonischen Schwingungen, und für bestimmte Lagen der Brücke C (Knotenpunkte) beobachtet man die Maxima des Aufleuchtens des Indikators, welche, wie es aus den Messungen folgt, in gleichen Abständen liegen. Dieser Abstand wird als halbe Wellenlänge in Luft bezeichnet.

Diese Bezeichnung hat offenbar nur dann Sinn, wenn die Periode der Schwingung des sekundären Systems für die Knotenlagen der Brücke C unverändert bleibt.

Indem wir weiter zu den Messungen in Wasser übergehen, finden wir ganz analog die halbe Wellenlänge $\lambda/2$ in Wasser, d. h. wir nehmen auch in diesem Falle für die Knotenlänge die unveränderte Periode der Schwingung an. Das Verhältnis von Λ zu λ wird Brechungsindex genannt; eine Definition, die Sinn hat nur bei der Annahme, daß den Knotenlagen in Luft und Wasser (den Wellen Λ und λ) die unveränderte Periode der Schwingungen entspricht. Die prinzipiell wichtige Frage, inwiefern die Periode in allen angeführten Fällen tatsächlich unverändert bleibt, kann nur auf Grund näherer Betrachtungen der Bedingungen, welche ein Maximum der Wirkung des Indikators bestimmen, gelöst werden.

Als Grundlage unserer Betrachtungen wollen wir die Theorie der Resonanz von Bjerknes[1]) nehmen, deren weitere Entwicklung im Anschlusse an die gekoppelten Systeme von Drude und M. Wien[2]) gegeben war.

Die Resultate dieser Theorie werden für uns die wichtige Bedeutung haben, daß sie uns ganz bestimmt in dieser Frage zu orientieren vermögen.

Wir nennen die Periode der Eigenschwingungen des primären Systems T_1, die sich ändernde Periode des sekundären Systems — oder die der Lage der Brücke C entsprechende einer seiner harmonischen — T_2; weiter wird unterschieden zwischen dem Indikator auf maximalen und Integraleffekt.

Die Periode $T_{2\,max}$, für welche man das Maximum des Aufleuchtens des Indikators beobachtet, ist nicht im allgemeinen der Periode T_1 gleich, wir wollen deshalb setzen:

$$T_{2\,max} = T_1\ (1 + m).$$

Die Größe m, die gleich der prozentischen Differenz der Perioden T_1 und $T_{2\,max}$ ist, hängt ab:

1. davon, was für ein Effekt am Indikator beobachtet wird;
2. von der Dämpfung γ_1 und γ_2 der ersten und zweiten Schwingung;
3. von der Größe δ, die die Veränderung der Dämpfung bei Veränderung der Periode ausdrückt.

Auf diese Weise ziehen wir den Schluß, daß, wenn die Dämpfung des sekundären Systems sich verändert, sich auch die Periode, für welche man das Maximum des Effektes des Indikators beobachtet, ändern wird, dabei behält diese Bemerkung ihre Bedeutung auch für so schwach gekoppelte Systeme, daß man den Einfluß der Koppelung übergehen kann.

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. **55**, 121, 1895.

2) P. Drude, Ann. d. Phys. **13**, 512, 1904; M. Wien, Ann. d. Phys. **25**, 625, 1908.

In Abhängigkeit davon, ob die gegebene Schwingung zum Grundton oder einer der harmonischen des sekundären Systems gehört, kann ihre Dämpfung verschieden sein. Im Falle der Messungen in der Flüssigkeit soll die Dämpfung für die entsprechenden Lagen der beweglichen Brücke in den Knotenpunkten bei Flüssigkeit und Luft größer für die Flüssigkeiten, besonders mit großer D.E.K., sein als für Luft[1]).

Im Falle stark absorbierender Flüssigkeiten ist der Unterschied in den Dämpfungen besonders groß.

Wir wollen uns daher an einfache Experimente halten, um die Größe des Einflusses der oben angeführten Gründe auf die zu messende Größe des Brechungsindex schätzen zu können.

Das Experiment war in folgender Weise angestellt: Bei der gewöhnlichen Anordnung des Systems war die Wellenlänge in Luft bestimmt; dann wurden zwischen dem 1. und 2. Knoten, dem 2. und 3. die Röhrchen Nr. 2 und Nr. 3 aufgelegt, analog dem, das als Indikator diente; bei dieser Anordnung wurde die Wellenlänge wiederum gemessen (der 3. Knoten war erster zu bestimmender Knotenpunkt). Die Energie der elektromagnetischen Wellen wurde jetzt nicht nur in dem Röhrchen Nr. 1, das als Indikator diente, sondern auch in den beiden folgenden absorbiert. Die beobachteten Knoten bei Benutzung der Röhrchen Nr. 2 und Nr. 3 waren dabei deutlich verwaschener, was nämlich auch auf eine merkliche Vergrößerung der Dämpfung des Systems hinwies.

Die Resultate der Beobachtungen waren folgende:

Die Messungen mit Röhrchen Nr. 1.

Anfang der Messungen:	= 284,10 mm	
Ende „ „ :	= 284,06 „	
Mittel:	284,08 „	

Es sind aufgelegt Röhrchen Nr. 2 und Nr. 3. Die Bestimmung hat man aus den Beobachtungen der Röhrchen Nr. 1 und Nr. 3 ausgeführt.

Aus Beobachtungen	des Röhrchens Nr. 1:	= 283,82 mm
	„ „ „ 2:	= 283,75 „
	Mittel:	283,79 „

Diese Resultate zeigen, daß mit Vergrößerung der Dämpfung des sekundären Systems das Maximum des Aufleuchtens des Indikators sich nach den kürzeren Wellen verschiebt. Eine solche Verschiebung ist, obgleich sie in dem betrachteten Falle unzweifelhaft konstatiert sein könnte, doch sehr gering (0,1 Proz.). Bei der Ausmessung der Wellenlänge in Luft, wo die Veränderung der Dämpfung vom Grundtone zu dem harmonischen viel geringer sein soll, ist

1) Der Verlust der Wellenenergie über die bewegliche Brücke ist bei Flüssigkeiten mit großer D.E.K. besonders groß.



sie praktisch gleich Null; aus der Schärfe, mit welcher man die Knoten in der Flüssigkeit beobachtet, kann man dasselbe auf die Messungen in nicht absorbierenden Flüssigkeiten schließen. Für Flüssigkeit mit großer Absorption soll die beobachtete Größe des Brechungsindex aus dem angezeigten Grunde etwas größer als die wirkliche sein[1]). Die angegebenen Resultate sind den von Kiebitz bei Betrachtung der Schwingungen in geradlinigen Leitern erhaltenen vollkommen analog[2]).

Wir wollen noch bei folgenden Bemerkungen stehen bleiben. Da die Lage des maximalen Aufleuchtens des Indikators (Periode $T_{2\,max}$) davon abhängen muß, was für ein Effekt beobachtet wird, haben wir das Recht, zu erwarten, daß wir bei Benutzung des Funkens als Indikator, d. h. bei Beobachtung des Maximaleffektes, bei derselben Periode des primären Systems eine andere Wellenlänge als bei Abmessungen mit Röhrchen (Indikator für Integraleffekt) bekommen sollen. Diese Annahme stimmt mit dem Experiment vollkommen überein. Bei einer Anordnung, bei der mit dem Röhrchen die Wellenlänge $\frac{\Lambda}{2} = 284{,}08$ erhalten war, hatte man mit dem Funken $\frac{\Lambda}{2} = 285{,}4$ erhalten.

Im Falle einer lockeren, aber nicht zu vernachlässigenden Koppelung (was den Bedingungen des Experiments entspricht), sind T_1 und T_2, γ_1 und γ_2 gegenseitig abhängig, welcher Einfluß für Perioden, die dem Resonanzfalle nahekommen, besonders stark hervortritt (vergl. M. Wien, Wied. Ann. **62**, 151, 1897).

Die gründliche Untersuchung aller Schwingungsbedingungen des sekundären Systems, besonders in einer Resonanzlage, würde zu ausführlicher experimenteller Untersuchung der so interessanten Gesetze der Schwingungen gekoppelter Systeme führen. Eine so allgemeine Fragestellung konnte hier nicht Platz finden. Für unser direktes Ziel werden wir uns auf folgendes beschränken:

a) Es wurde der Brechungsindex bei verschiedener Größe der Koppelungen gemessen, dazu wurde die Brückenlänge zwischen dem E.-S. und S.-S. von 5—30 mm geändert.

b) Bei der Messung des Brechungsindex variierten die Versuchsbedingungen in folgender Weise:

1. Es wurde der Brechungsindex beim E.-S., dessen Dämpfung vergrößert wurde, bestimmt; zu diesem Zwecke wurde bei der Anordnung I zwischen den Drähten des E.-S. im Bauche der elektrischen Kraft eine Kokskohle, 5 cm lang, 2,5 cm hoch, 0,7 cm breit, angebracht.

2. Es wurde der Brechungsindex beim E.-S., dessen Kapazität vergrößert wurde (das schwere erregende System), gemessen; zu diesem Zwecke wurden bei der Anordnung I die Drähte des E.-S. durch die Öffnungen in den Wänden einer kleinen Wanne 1 cm breit durchgelassen. Die Wanne wurde im Bauche der elektrischen Kraft befestigt und mit Wasser gefüllt. Dabei zeigte es sich, daß der Effekt einer solchen Schicht Wasser, 1 cm dick im Bauche angebracht, fast derselbe war, als ob sich das ganze E.-S. im Wasser befände. Damit die halbe Wellenlänge in der Luft 320 mm gleich sei, muß die Entfernung zwischen der Vorder- und Hinterbrücke im ganzen 45 mm sein (die Länge der Vorderbrücke = 15 mm, der Hinterbrücke = 25 mm). Die Verschiebung der Vorderbrücke um 1 cm verursachte eine Änderung der halben Wellenlänge um 6—7 cm.

3. Die Messungen des Brechungsindex wurden bei der Anordnung I und II und bei verschiedenen Entfernungen zwischen den Drähten ausgeführt.

Alle erhaltenen Resultate sind in der weiter unten angebrachten Tabelle zusammengestellt. Sie zeigen, daß der Einfluß der Koppelung bei der Größe der gebrauchten Koppelungen und den Versuchsbedingungen auf die Größe des Brechungsindex in den Beobachtungsfehlern bleibt.

Protokolle und Messungsresultate.

Wir führen jetzt ein paar Protokolle zur Bestimmung des Brechungsindex des Wassers an, welche zu dem Teile des Spektrums gehören, wo Wasser keine Dispersion besitzt.

Die Messungen wurden auf $17{,}0^0$ mit Hilfe der Formel

$$n_t = n_{17,0} - 0{,}220\,(t - 17{,}0^0)$$

reduziert, der Koeffizient 0,220 ist auf Grund der unten in der Tabelle angeführten Beobachtungen berechnet.

Nr. 1. Anordnung II. Distanz zwischen den Drähten $d = 10$ mm, Länge der Brücke zwischen erregendem und sekundärem System $l = 10$ mm, Temperatur des Wassers $t = 23{,}5^0$.

Halbwellenlänge in Luft $\frac{\Lambda}{2} = 313{,}94$.

Wellen im Wasser.

Beob.	25,66	61,56	96,96	132,34	167,82	203,77
Ber.	25,70	61,30	96,90	132,50	168,10	203,70
Fehler	—0,04	+0,26	+0,06	—0,16	—0,28	+0,07

Beob.	238,97	275,10	310,56	346,22	381,73
Ber.	239,30	274,90	310,50	346,10	381,70
Fehler	—0,33	+0,20	+0,06	+0,12	+0,03

1) Wahrscheinlich hat auch in diesem Falle der Fehler keine praktische Bedeutung, da die Messungen in stark absorbierenden Flüssigkeiten (z. B. Alkoholen) weniger genau sind.

2) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. **5**, 872, 1901.

Halbe Wellenlänge im Wasser $\frac{\lambda}{2} = 35{,}60$ mm.

$n_{23,5} = 8{,}818 \quad n_{17,0} = 8{,}961$.

Nr. 2. Anordnung II. $d = 5$ mm, $l = 5$ mm, $t = 18{,}3$.

$$\frac{\Lambda}{2} = 342{,}81 \text{ mm.}$$

Wellen im Wasser.

Beobachtet:

76,65 115,05 153,37 — — — 306,87 345,22 383,72

Berechnet:

76,67 115,04 153,41 — — — 306,89 345,26 383,63

Fehler:

—0,02 +0,01 —0,04 — — — —0,02 —0,04 +0,09

$$\frac{\lambda}{2} = 38{,}77 \text{ mm.}$$

$n_{18,3} = 8{,}934 \quad n_{17,0} = 8{,}963$.

Nr. 3. Anordnung I. d = 15 mm, $l = 15$ mm, $t = 21{,}6$.

$$\frac{\Lambda}{2} = 315{,}47.$$

Wellen im Wasser.

Beob. 125,07 160,63 — — — — — — — 409,60 445,51
Ber. 125,05 160,64 — — — — — — — 409,77 445,36
Fehler +0,02 —0,01 — — — — — — — —0,17 +0,15

$$\frac{\lambda}{2} = 35{,}59 \text{ mm.}$$

$n_{21,6} = 8{,}864 \quad n_{17,0} = 8{,}965$.

Nr. 4. Anordnung I. Zwischen den Drähten des E.-S. befand sich ein Stück Kokskohle (stärkere Dämpfung). $d = 15$ mm, $l = 15$ mm, $t = 15{,}3$.

$$\frac{\Lambda}{2} = 310{,}95.$$

Wellen im Wasser.

Beob. 126,83 161,47 — — — — — — — 403,36 437,88
Ber. 126,87 161,43 — — — — — — — 403,35 437,91
Fehler —0,04 +0,04 — — — — — — — +0,01 —0,03

$$\frac{\lambda}{2} = 34{,}56 \text{ mm.}$$

$n_{15,3} = 8{,}997 \quad n_{17,0} = 8{,}960$.

Die Genauigkeit der Messungen wird man am besten mit Hilfe der unten angeführten Tabelle schätzen können. In der 1. Kolumne sind die halben Wellenlängen $\frac{\Lambda}{2}$ in Luft, in der 2. Kolumne die halben Wellenlängen $\frac{\lambda}{2}$ im Wasser bei der Temperatur t des Wassers in Millimetern gegeben. In der 3. die Temperatur des Wassers. In der 4. der Brechungsindex bei der Temperatur t (n_t), in der 5. der auf 17,0 ($n_{17,0}$) reduzierte Brechungsindex, in der 6. die Daten, die Anordnung des Systems betreffend. Dabei ist der Abstand zwischen den Drähten mit d, die Länge der Brücke zwischen dem E.-S. und S.-S. mit l bezeichnet.

Abgesehen von den in dieser Tabelle angeführten Beobachtungen mit dem schweren System, von vornherein ungenaueren[1]), werden alle anderen als gleichwertig betrachtet. Es wird für den Mittelwert von $n_{17,0}$ die Größe $= 8{,}959$, für den Mittelwert von $n^2_{17,0}$ die Größe 80,26 erhalten. Der mittlere Fehler einer einzelnen Beobachtung für n ist $\pm 0{,}0059$ oder 0,075 Proz., der wahrscheinliche Fehler ist $\pm 0{,}0039$ oder 0,05 Proz.

Der mittlere Fehler des Resultates für $n_{17,0}$ ist $\pm 0{,}002$ oder 0,018 Proz., der wahrscheinliche Fehler $\pm 0{,}0011$ oder 0,012 Proz.

Man beachte noch, daß in der Tabelle ohne Ausnahme alle Resultate, die für dieses

1) Das schwere System erscheint mit dem S.-S. bei derselben Brückenlänge eng gekoppelt.

$\frac{\Lambda}{2}$	$\frac{\lambda}{2}$	t	n_t	$n_{17,0}$		
338,08	38,12	20,9	8,881	8,967	$d = 15$ mm, $l = 30$ mm	Anordnung I.
327,30	36,88	20,6	8,884	8,963	$d = 15$ „ $l = 15$ „	
315,47	35,59	21,6	8,864	8,965	$d = 15$ „ $l = 15$ „	
304,85	34,27	20,2	8,895	8,965	$d = 15$ „ $l = 25$ „	
326,94	37,09	23,4	8,814	8,955	$d = 10$ „ $l = 10$ „	Anordnung II.
313,94	35,60	23,5	8,818	8,961		
313,65	35,06	17,8	8,946	8,964		
292,03	32,96	21,5	8,860	8,959		
342,81	38,37	18,3	8,934	8,963	$d = 5$ „ $l = 5$ „	Anordnung II.
297,14	33,35	18,8	8,909	8,949	$d = 5$ „ $l = 8$ „	
277,35	31,15	19,2	8,903	8,951	$d = 5$ „ $l = 8$ „	
310,95	34,56	15,3	8,997	8,960	$d = 15$ „ $l = 15$ „ E.-S. mit vergrößerter Dämpfung	Anordnung I.
286,62	31,91	16,0	8,982	8,960		
276,12	31,16	21,2	8,861	8,953		
322,69	36,17	18,4	8,921	8,952	$d = 15$ mm, $l = 15$ mm Schweres E.-S.	Anordnung I.
317,12	35,62	18,9	8,903	8,945		
310,60	34,72	18,3	8,945	8,976		

Wellenintervall bekommen wurden, mitgeteilt sind. Die angeführte Fehlergröße des Resultates für $n_{17,0}$ zeigt, was für eine Genauigkeit in der Abhängigkeit von den zufälligen Fehlergrößen erreicht werden kann. Denn solche kleine Fehler des Resultates übertreffen wahrscheinlich die kleinen systematischen Fehler der Methode.

Schluß.

Die beschriebene Methode erweist sich für die Untersuchung der Dispersion durchaus geeignet, sowohl durch ihre Anordnung, da sie in weiten Grenzen eine beliebige Wellenlänge leicht und sicher zu erhalten erlaubt, als auch durch ihre Genauigkeit, da sie die Messung des Brechungsindex in nicht absorbierender Flüssigkeit mit einer Genauigkeit von nicht weniger als 0,1 Proz. für jede einzelne Messung auszuführen gestattet.

Physikal. Institut der Universität Moskau.

(Eingegangen 17. April 1909.)

Die elektrischen und optischen Eigenschaften des metallischen Selens.

Von A. H. Pfund.

In einer früheren Arbeit[1]) habe ich die Ergebnisse einiger Versuche veröffentlicht, die ich unternommen hatte, um festzustellen, wie sich der Widerstand des metallischen Selens[2]) mit der Wellenlänge des auffallenden Lichtes ändert. Ich hatte damals gefunden, daß das blaue und das ultrarote Spektralgebiet nur geringen Einfluß hatten, daß dagegen Licht von der Wellenlänge $\lambda = 700\,\mu\mu$ eine sehr große Widerstandsänderung hervorbrachte. Die sog. „Empfindlichkeitskurve" zeigt nämlich an dieser Stelle ein besonders ausgesprochenes Maximum. Ich meinte damals, daß vielleicht ein Zusammenhang zwischen dem elektrischen und dem optischen Verhalten des Selens bestehen könnte, daß es aber, insofern keine Angaben über die optischen Eigenschaften zu Gebote standen, nicht möglich wäre, irgendwelche Schlußfolgerungen zu ziehen. In der vorliegenden Arbeit werde ich die Kurven für die Absorption und die Reflexion des Selens angeben und eine genauere Bestimmung der Empfindlichkeitskurve liefern. Die Kurven für die Reflexion und die Absorption zeigen zwar im Gebiete der Maximalempfindlichkeit kein Maximum, es erscheint aber trotzdem möglich, das Auftreten dieses Maximums zu erklären, wenn man die Eigentümlichkeiten berücksichtigt, welche das elektrische Leitvermögen dünner Schichten zeigt. Ich gebe einen Erklärungsversuch für die beobachteten Erscheinungen und führe Versuche zur Stütze dieser Erklärung an.

Leider sehe ich mich durch andere Arbeiten gezwungen, die Untersuchung des Selens zeitweise zu unterbrechen. Unter diesen Verhältnissen erschien es mir ratsam, die bislang erhaltenen Ergebnisse zu veröffentlichen. Ich hoffe, bei allernächster Gelegenheit die Arbeit wieder aufnehmen zu können.

Selenzellen.

Das zur Herstellung der Selenzellen benutzte Verfahren ist tatsächlich sehr einfach. Man schleift ein Stück Planglas von $1 \times 3 \times 0{,}1$ cm auf einer Seite mit Schmirgel ab und breitet etwas amorphes Selen von hoher Reinheit über die geschliffene Fläche aus. Die Schichtdicke wird so gewählt, daß die dünneren Partien im durchfallenden Lichte tief rubinrot erscheinen. Dann wickelt man vier Stränge blanken Kupferdraht Nr. 30 so um die Zelle, daß sie die ganze Selenfläche bedecken. Man bindet die freien Enden an die Glasplatte und wickelt den zweiten und den vierten Draht ab, so daß der erste und dritte durch einen Zwischenraum gleich dem Durchmesser eines Drahtes voneinander getrennt bleiben. Um die Zelle lichtempfindlich zu machen, bringt man sie in ein zuvor auf 180^0 C erhitztes Luftbad und läßt sie in diesem etwa fünf Minuten lang. Diese Zeit ist für die Umwandlung des amorphen Selens in metallisches erforderlich. Wenn diese Umwandlung beendet ist, nimmt man die Zelle aus dem Luftbade heraus und läßt sie sich auf Zimmertemperatur abkühlen. Wenn dieses Verfahren auch wahrscheinlich nicht Zellen von höchster Empfindlichkeit liefert, so hat es sich doch insofern als vollkommen zuverlässig erwiesen, als jede Zelle gelungen ist. — Der Widerstand dieser Zellen ist von der Größenordnung 2×10^7 Ohm, und die Empfindlichkeit ist so groß, daß eine 16kerzige Glühlampe in 30 cm Abstand das Leitvermögen der Zelle ungefähr zehnfach erhöht. Um die Zellen vor Feuchtigkeit zu schützen (und sie somit dauerhaft zu machen), bringt man sie entweder in eine Glasröhre und pumpt diese dann mittels einer Geryk-Ölpumpe aus, oder man befestigt sie mit Klebwachs auf einem Stück Tafelglas oder Glimmer.

Empfindlichkeitskurve.

Die Methode, nach der ich verfuhr, um die Änderung des elektrischen Widerstandes des Selens mit der Wellenlänge der auffallenden Energie zu bestimmen, war praktisch dieselbe, die ich bei meiner früheren Arbeit verfolgt habe. Mittels eines Okularspaltes isolierte ich

1) Pfund, Phil. Mag. **7**, 26, 1904.

2) Wenn nicht ausdrücklich das Gegenteil erwähnt wird, soll im folgenden unter dem Ausdruck „Selen" stets die metallische Modifikation verstanden werden.

ein enges Spektralgebiet und ließ dieses auf eine Selenzelle fallen, deren Leitfähigkeitszunahme dann durch Galvanometerausschläge verzeichnet wurde. Gerade wie früher wurde die Energie, welche jedes Bündel nahezu homogener Strahlung mit sich führte, ehe sie auf die Selenzelle fiel, stets auf denselben Wert reduziert. Dadurch wurden die erhaltenen Ergebnisse von der Energieverteilung im Spektrum der benutzten Energiequelle unabhängig. Statt, wie früher, den Ausschlag des Lichtzeigers des Galvanometers nach einer Expositionszeit der Selenzelle gegen das Licht von 10 Sekunden zu verzeichnen, wählte ich in der vorliegenden Arbeit das Maximum der Ablenkung, selbst wenn dabei die Expositionszeit auf zwei bis drei Minuten oder noch mehr erhöht werden mußte.

Die Versuchsanordnung ist in Fig. 1 dargestellt.

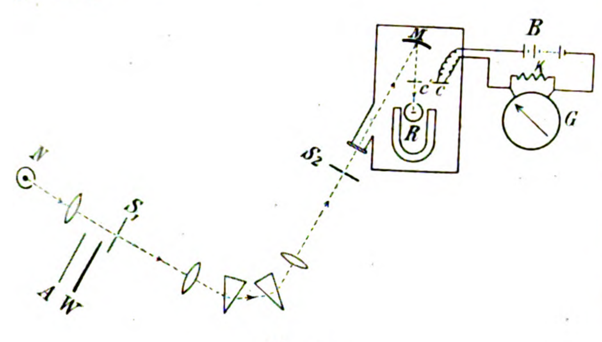


Fig. 1.

Das Licht einer in N aufgestellten Nernstlampe wird zunächst auf den Spalt S_1 des Spektroskops konzentriert und dann in ein Spektrum zerlegt, von dem ein enges Gebiet durch den Spalt S_2 hindurchgelassen wird. Dieses isolierte Bündel homogener Strahlen wird von einem Hohlspiegel M mit kurzer Brennweite reflektiert und schließlich auf die berußte Lötstelle eines Radiomikrometers nach Boys (R) konzentriert. Die Selenzelle c kann nach Belieben in die Stellung c' gebracht werden, so daß sie den Lichtstrahl abfängt. Um die Lichtintensität zu verändern, wurde bei W ein „optischer Keil" eingeführt, ferner bei A ein Schirm, um das Licht gänzlich abzuschneiden. Die Selenzelle war mit einer Sammlerbatterie B von 20 Volt und einem aperiodischen D'Arsonval-Galvanometer G in Reihe geschaltet.

Durch einen Nebenschluß K war die Möglichkeit gegeben, die Galvanometerempfindlichkeit von 3×10^{-9} Ampere abwärts zu verändern. Wie bereits erwähnt, wurde die Energie jedes Bündels homogener Strahlung, bevor ich es auf die Zelle auffallen ließ, in jedem einzelnen Falle auf einen solchen Betrag verringert, daß sie einen Ausschlag des Radiometers von 30 mm hervorrief. Dann wurde die Selenzelle so lange

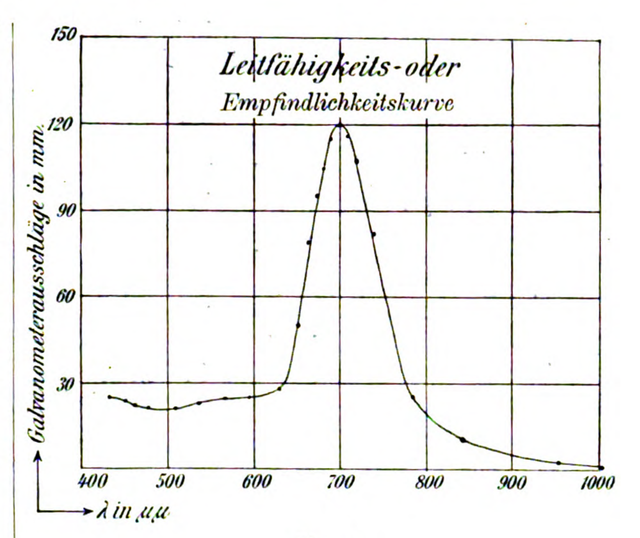


Fig. 2.

exponiert, bis der Galvanometerausschlag ein Maximum erreichte. Die gewonnenen Ergebnisse sind in Tabelle I verzeichnet und in Fig. 2 graphisch dargestellt.

Tabelle I.

λ in μμ	Galvano-meter-ausschlag in mm	λ in μμ	Galvano-meter-ausschlag in mm
435	25	675	96
454	24	683	106
463	22	692	115
482	21	700	120
511	21	711	116
535	23	722	108
570	24	745	83
597	25	787	25
630	28	842	9
655	50	950	2
667	80	1005	1

Reflexionskurve.

Den Spiegel aus metallischem Selen stellte ich in der Weise her, daß ich eine heiße Glasplatte fest auf ein Stück geschmolzenes Selen aufpreßte und dieses dann in den metallischen Zustand übergehen ließ. Nach vielen vergeblichen Versuchen fand ich, daß die Selenschicht mindestens 2 mm dick sein mußte, um die Deformationen der reflektierenden Fläche zu vermeiden, die anderenfalls auftreten, wenn man eine dünnere Schicht in den metallischen Zustand übergehen läßt. Wenn der Umwandlungsprozeß befriedigend verläuft, so findet man, daß der Selenspiegel die Glasplatte vollkommen losläßt und eine ausgezeichnete „bleifarbene" optische Oberfläche hat. Der tatsächlich benutzte Spiegel hatte eine Fläche von 8×12 mm und eine optische Oberfläche, die nur wenig zu wünschen übrig ließ.

Das Reflexionsvermögen wurde in der Weise gemessen, daß das Verhältnis zwischen den Radiomikrometerausschlägen bestimmt wurde, wenn das Licht einmal von dem Selenspiegel, das andere Mal von einem Silberspiegel reflektiert wurde. Der Einfallswinkel betrug dabei in beiden Fällen 5^0. Kennt man das Reflexionsvermögen des Silbers [1]), so erhält man ohne weiteres das wahre Reflexionsvermögen des Selens. Das Verfahren zur Montierung der Spiegel und die allgemeinen Einzelheiten der Methode waren mit den in einer meiner früheren Arbeiten [2]) beschriebenen identisch. Ich brauche die Beschreibung daher hier nicht zu wiederholen. Die erhaltenen Ergebnisse sind in Tabelle II aufgeführt und in Fig. 3 dargestellt.

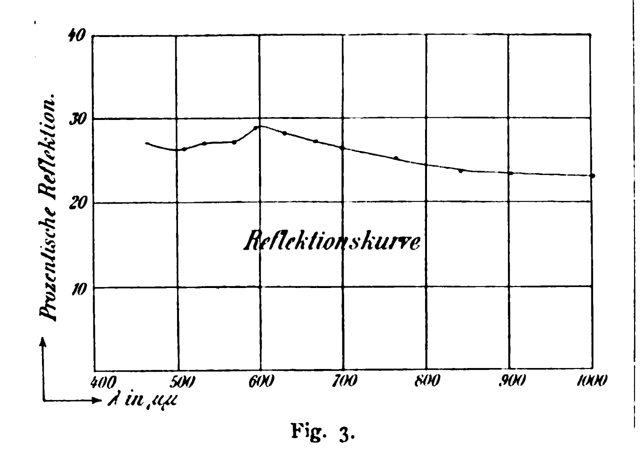


Fig. 3.

Tabelle II.

λ in μμ	Ausschläge in mm		Reflexionsvermögen in Prozenten	
	Selen	Silber	unkorrigiert	korrigiert
463	28,2	95,0	29,7	27
511	35,7	125,0	28,6	26,3
535	45,7	156,0	29,3	27,0
570	34,3	115,7	29,6	27,2
597	38,8	125,0	31,0	28,7
630	34,8	115,5	30,2	28,1
667	35,7	123,0	29,1	27,3
700	38,2	137,0	27,8	26,1
765	37,7	141,5	26,7	25,2
842	39,1	155,2	25,3	23,8
905	37 0	149,0	24,8	23,7
1005	38,0	155,0	24,5	23,5

Absorptionskurve.

Schichten amorphen Selens, die im durchfallenden Lichte rot erschienen, wurden nach dem Übergang in den metallischen Zustand absolut opak. Das einzige Verfahren, das zur Herstellung dünner Schichten aus metallischem Selen anwendbar erschien, war das, bei dem das Selen durch Kathodenzerstäubung niedergeschlagen wird. Zur Herstellung derartiger Schichten benutzte ich den üblichen Typus der Vakuumkammer. In dieser Kammer war die Glasplatte, auf welche das Selen niedergeschlagen werden sollte, 2,5 cm unter der oberen Elektrode angeordnet. Letztere bestand aus Aluminium, das zuvor mit einem Überzug von metallischem Selen versehen worden war. Bisher war es üblich gewesen, den Strom von der Sekundärspule eines Induktoriums oder von einer Hochspannungsbatterie zu verwenden. — Da die Grundplatte der Vakuumkammer eine Aluminiumplatte war (die als andere Elektrode diente), und da dieses Metall nicht zerstäubt wird, so erschien es mir möglich, zur Erzeugung des Selenniederschlages hochgespannten Wechselstrom zu verwenden. Ich benutzte daher den Strom aus der Sekundärspule eines kleinen Umformers. Diese Spule, die 1000 Volt lieferte, verband ich mit dem Entladungsgefäß, und ich fand, daß in zwei Minuten ein starker Selenniederschlag erzeugt wurde. Leider war die Schicht körnig und daher ungeeignet. Ich erhielt jedoch harte, zusammenhängende Schichten, wenn ich in den Primärkreis Widerstand einschaltete und dadurch den Sekundärstrom so weit herabdrückte, bis die Niederschlagszeit auf ungefähr vier Stunden gestiegen war. Höchst wunderbarerweise ergab es sich, daß auf der Glasplatte amorphes Selen niedergeschlagen wurde, obgleich die Kathode mit metallischem Selen überzogen war.

Großen Schwierigkeiten begegnete ich bei dem Versuch, die Schicht in den metallischen Zustand überzuführen. Trotz aller Vorsichtsmaßregeln zog sich das Selen beim Erhitzen beharrlich zu kleinen kugeligen Massen zusammen, wodurch die Schicht diskontinuierlich wurde. Wenn ich auch die zur Herstellung metallischer Schichten geeigneten Bedingungen noch nicht herausgefunden habe, so habe ich doch, rein zufällig, eine in jeder Hinsicht zufriedenstellende Schicht erhalten. Diese Schicht hatte das Maß $9 \times 12 \times 4{,}5 \cdot 10^{-6}$ cm; sie erschien in durchfallendem Lichte graubraun und in reflektiertem Lichte bleifarbig.

Bei der Ausführung von Absorptionsmessungen an dünnen Schichten pflegt man gewöhnlich zwei Schichten von verschiedener Dicke zu verwenden, um dadurch alle Wirkungen auszuschalten, mit Ausnahme der von der Absorptionsänderung durch das Hinzutreten einer Schicht gleich der Differenz der beiden in Frage kommenden Schichtdicken herrührenden. Da ich nun nur eine einzige Schicht zur Verfügung hatte, mußte ich notgedrungen die verschiedenen Verluste durch Reflexion beobachten und die entsprechenden Korrektionen anbringen. (Die Verluste durch die Absorption in der Glasplatte konnten, wie sich herausstellte,

1) Hagen und Rubens, Ann. d. Phys. (4) **8**, 1, 1902.
2) Pfund, Astrophys. Journ. **24**, 19, 1906.

vernachlässigt werden.) Ferner eliminiert man bei der Bestimmung der Schichtdicke mit Hilfe von Interferenzstreifen den Einfluß der Phasenänderung bei der Reflektion gleichfalls durch Verwendung zweier Schichten von verschiedener Dicke. Da nur eine Schicht zu Gebote stand, so sind die hier mitgeteilten Messungen notgedrungen nicht so genau, wie sie bei Verwendung zweier Schichten erhalten worden wären. Sobald es mir gelungen sein wird, die gewünschten Schichten zu erhalten, hoffe ich diese Arbeit zu wiederholen. Einstweilen sind indessen die Ergebnisse genügend genau, um Schlußfolgerungen aus ihnen ziehen zu dürfen.

Die Messung des Absorptionsvermögens erfolgte in üblicher Weise unter Verwendung des Spektrometers und des Radiomikrometers. Wie bereits erwähnt, war die Schichtdicke gleich $1/_{10}$ der Wellenlänge blauen Lichtes, nämlich $4{,}5 \cdot 10^{-6}$ cm. Die Ergebnisse sind in Fig. 4

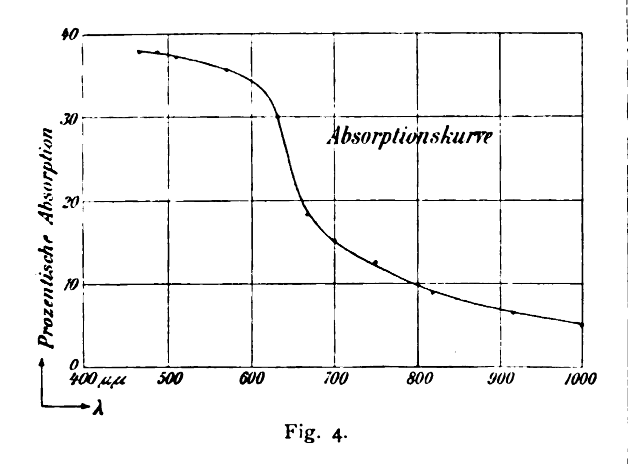


Fig. 4.

aufgetragen. Die Größe „Prozentische Absorption" wird durch den Ausdruck $1 - \frac{T}{J(1-R)}$ definiert. Darin ist J die Intensität des auffallenden Lichtes, T die Intensität des durchgelassenen Lichtes und R die prozentische Reflexion des Systems.

Diskussion der Ergebnisse.

Um die Diskussion zu erleichtern, habe ich die Kurven für die Reflexion, für die Absorption und für die Empfindlichkeit in Fig. 5 zusammen eingezeichnet. Aus diesen Kurven wird ersichtlich, daß keine ausgesprochenen Maxima oder Minima der Absorption oder der Reflexion in der Nähe von 700 $\mu\mu$ auftreten. Da die optischen Eigenschaften für sich allein zur Erklärung des Leitfähigkeitsmaximums versagen, so bin ich darauf gekommen, einen anderen Einfluß zu berücksichtigen, der meines Erachtens bisher nicht mit dieser Frage in Zusammenhang gebracht worden ist.

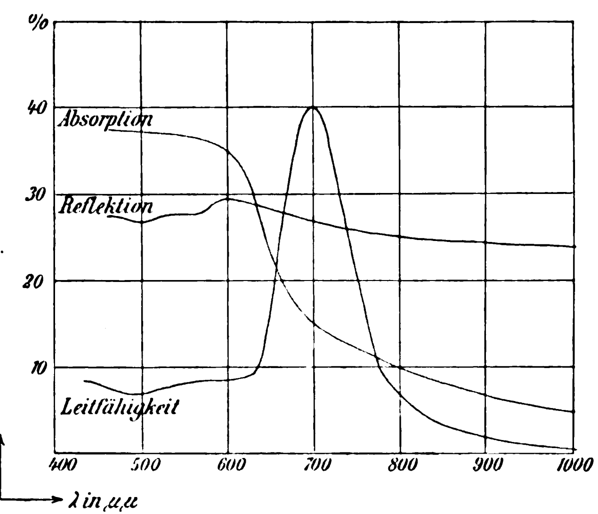


Fig. 5.

Gegenwärtig gilt es als ganz allgemein anerkannt, daß die Leitung im Selen ihrem Charakter nach elektronisch und nicht elektrolytisch ist. Selenzellen, die ich vor mehreren Jahren hergestellt habe (und die in einem ausgepumpten Gefäß aufbewahrt worden waren), zeigten, nachdem sie mehrere Stunden hindurch mit einer Gleichstromdynamo von 110 Volt verbunden gewesen waren, nicht die geringste Spur von Polarisation. Ich habe ferner Zellen aus äußerst reinem Selen hergestellt, das in einem Fall mittels Destillation im Vakuum und im anderen Falle durch Kathodenzerstäubung auf Glas niedergeschlagen worden war. Beide Zellen waren leitend und zeigten eine Empfindlichkeit. Wenn es auch keineswegs endgültig bewiesen ist, so scheint es doch sehr wahrscheinlich, daß die Widerstandsänderungen infolge der Belichtung vom Selen selbst herrühren, und nicht von Seleniden, die als Verunreinigungen vorhanden sind. Diese Ansicht wird durch meine früheren Versuche gestützt, aus denen hervorgeht, daß die Lage des Empfindlichkeitsmaximums durch die chemische Natur des Selenids, das dem Selen beigemischt worden war, nicht beeinflußt wird. Einstweilen wollen wir also annehmen, daß die Leitung elektronischer Natur ist, und daß das Selen selbst die Elektronen liefert.

Auf Grund dieser Anschauung nehmen wir an, daß Licht, wenn es auf Selen auffällt und absorbiert wird, im Atom Resonanz erregt, und daß diese Resonanz ihrerseits zur Austreibung von Elektronen führt und dadurch die Anzahl der für den Stromtransport verfügbaren Elektronen und damit die Leitfähigkeit erhöht[1]). Sofern Resonanz und Absorption Hand in Hand gehen,

1) Wir nehmen an, daß die Änderung der Leitfähigkeit die innere Manifestation eines Effektes ist, dessen äußere Manifestation wir als „photoelektrischen Effekt" kennen.



könnte man erwarten, daß, da die Absorption beständig wächst, wenn man das Spektrum vom Ultrarot an nach den kürzeren Wellenlängen hin durchläuft, daß auch die Leitfähigkeit beständig wachsen und somit im Blau, wo die Absorption am stärksten ist, die höchsten Werte liefern würde[1]). Dieser Schluß wird durch das Experiment nicht bestätigt, und eben hier tritt das neue Element, auf das ich oben hingewiesen habe, in das Problem ein.

Longden[2]), Vincent[3]) und Patterson[4]) haben gezeigt, daß der spezifische Widerstand metallischer Schichten bis zu einer Schichtdicke von ungefähr $5 \cdot 10^{-6}$ cm konstant bleibt, danach mit abnehmender Schichtdicke sehr rasch wächst. J. J. Thomson hat dann gezeigt, daß sich diese schnelle Widerstandszunahme durch die Annahme erklären läßt, daß die Änderung dann einsetzt, wenn die Schichtdicke kleiner wird als die mittlere freie Weglänge der Leitungselektronen im Innern des Metalls. Fig. 6 gibt die Kurve wieder, die Patterson für Silber erhalten hat.

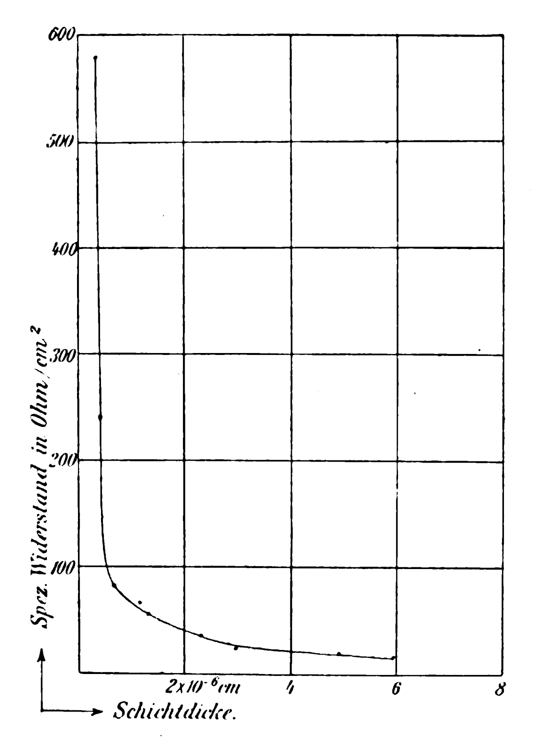


Fig. 6.

Ich muß auf den Umstand hinweisen, daß die Ergebnisse der verschiedenen Beobachter hinsichtlich der „kritischen" Schichtdicke, bei welcher die Widerstandsänderung einsetzt, nicht übereinstimmen. Ferner sind die Ergebnisse nicht dieselben für verschiedene Metalle, oder auch nur für dasselbe Metall (wenigstens nicht, soweit sie aus den Änderungen des spezifischen Widerstandes hervorgehen), wenn die Schichten nach verschiedenen Methoden hergestellt sind. Berücksichtigt man alle diese Punkte zusammen, so geht man meines Erachtens sicher, wenn man die „kritische" Schichtdicke bei einem Werte ansetzt, der von der Größenordnung 10^{-6} cm ist.

Diese Ergebnisse scheinen unmittelbar auf die Leitung in einer Selenzelle anwendbar zu sein. Die Absorptionskurve zeigt, daß die auffallende Energie zum großen Teil in einer Schicht absorbiert wird, deren Dicke von der Größenordnung der kritischen Schichtdicke ist. Da ferner das Leitvermögen einer Zelle durch Belichtung leicht auf das Zehnfache und mehr erhöht werden kann, und da die Dicke der Oberflächenschicht, die diesen erhöhten Strom führt, im Vergleich zur Dicke der Selenschicht (die in diesem Falle ungefähr 0,01 mm betrug) unendlich klein ist, so ist es klar, daß die Leitfähigkeit der Oberflächenschicht verhältnismäßig groß sein muß. Dieser Sachverhalt ist demnach dem Falle einer dünnen Silberschicht, die auf Glas niedergeschlagen ist, vergleichbar zu erachten. Beginnen wir nun im Ultrarot, wo die Eindringungstiefe der Strahlung größer ist als die „kritische" Schichtdicke, so beobachten wir (vergl. Fig. 5), daß das Leitvermögen mit zunehmender Absorption schnell wächst. Wenn wir indessen durch das Gebiet um $\lambda = 700\,\mu\mu$ hindurchgehen, so wird die Eindringungstiefe und folglich die Dicke der stromführenden Schicht gleich der „kritischen" Schichtdicke und danach kleiner als diese. Gerade in diesem Gebiet macht sich die gewaltige Leitfähigkeitsabnahme mit abnehmender Schichtdicke fühlbar und hebt nicht nur die von der Absorption herrührenden Wirkungen auf, sondern verursacht tatsächlich einen scharfen Leitfähigkeitsabfall.

Wenn ich den Ausdruck „Eindringungstiefe" verwende, so setze ich dabei stillschweigend voraus, daß das Licht zur Herbeiführung der Widerstandsänderungen nur so lange wirksam ist, bis die Amplitude auf einen gewissen Mindestwert herabgesunken ist, unterhalb dessen das Licht seine Wirksamkeit verliert. Das stimmt mit der Resonanztheorie überein, denn die größere Amplitude infolge der Resonanz muß einen gewissen Mindestwert überschreiten, ehe Elektronen von dem Atom ausgestoßen werden.

Als notwendige Folge dieser Erklärung ergibt sich, daß, wenn die Wellenlänge, bei welcher das Empfindlichkeitsmaximum auftritt, von der Eindringungstiefe des Lichtes abhängt, daß dann bei Änderung der Lichtintensität (und demgemäß der Eindringungstiefe) die Lage des

1) Da das Reflexionsvermögen keine ausgesprochene Änderung erfährt, so ist es nicht nötig, die Änderungen im Betrage der tatsächlich in das Selen eindringenden Energie in Betracht zu ziehen.
2) Longden, Phys. Rev. **11**, 40, 1900.
3) Vincent, Ann. de chim. et de phys. (7) **19**, 421, 1900.
4) Patterson, Phil. Mag. **56**, 652, 1902.

Maximums verschoben werden muß, und zwar muß die Verschiebung mit zunehmender Intensität nach der Seite der kürzeren Wellen hin erfolgen. Der Versuch, den ich angestellt habe, um diese Folgerung zu prüfen, wurde folgendermaßen ausgeführt: Eine einzelne reflektierende Planglasfläche, die hinter dem Okularspalt des Spektrometers angeordnet war, warf auf die Selenzelle ein Bündel monochromatischer Strahlen, dessen Intensität nur 5 v. H. der Intensität des auf die reflektierende Glasfläche selbst auffallenden Lichtes betrug. (Irgendeine Anordnung, welche die Verwendung eines rotierenden Sektors oder einer Lagenänderung der Zelle in einem divergierenden Lichtstrahlenbündel erforderlich machen würde, wäre aus naheliegenden Gründen nicht einwandfrei gewesen.) Statt so zu verfahren wie früher, und die Intensität der einzelnen monochromatischen Lichtstrahlenbündel stets auf denselben Wert zu reduzieren, nahm ich einfach für die verschiedenen Wellenlängen im Gebiet des Empfindlichkeitsmaximums Galvanometerausschläge, die den Widerstandsänderungen proportional waren. Darauf entfernte ich die Glasplatte und brachte die Selenzelle in den direkten Strahlengang des aus dem Spektrometer auftretenden Lichtbündels; dabei machte ich eine der vorigen ähnliche Reihe von Ablesungen. Ich achtete sorgfältig darauf, daß alle Faktoren, wie der durch die Selenzelle fließende Strom, die Größenordnung des Galvanometerausschlages usf., in beiden Fällen dieselben waren, so daß der einzige Unterschied darin bestand, daß die auf die Zelle auffallende Energie im einen Falle nur $^1/_{20}$ so groß war wie im anderen Falle. Die gewonnenen Ergebnisse sind in Fig. 7 dargestellt. Die ausgezogene Kurve (*a*) entspricht der Widerstandsänderung bei intensiver Belichtung, und die gestrichelte Kurve (*b*) bei schwacher. Man ersieht aus der Figur ohne weiteres, daß die Lage des Maximums in der Kurve (*a*) durch Erhöhung der Intensität nach der Seite kürzerer Wellen hin verschoben worden ist. Diese Beobachtung steht vollkommen im Einklang mit den vorstehenden Ausführungen.

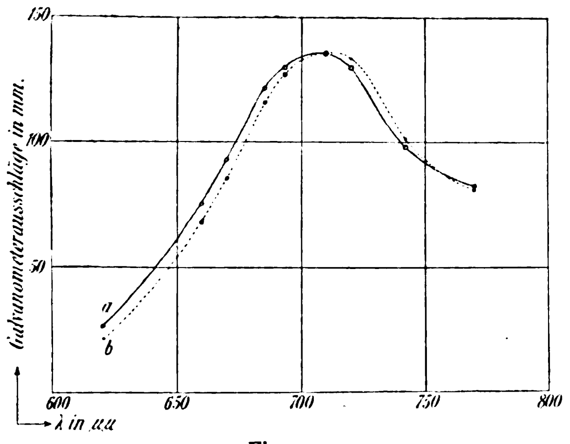


Fig. 7.

Bei der Ausführung dieser Messungen bemerkte ich, daß bei Änderung der Lichtintensität ein ausgesprochener Unterschied in der Zeit bestand, die erforderlich war, damit der Widerstand der Zelle einen Gleichgewichtszustand erreichte. Die bei intensiverer Belichtung erforderliche Zeit betrug sicherlich nicht mehr als 15 Sekunden (das war die Zeit, die das Galvanometer gebrauchte, um eine stationäre Ablenkung zu erreichen), während sie bei schwacher Belichtung auf etwa drei Minuten erhöht werden mußte. Die erforderliche Expositionszeit war ferner für die auf der blauen Seite vom Maximum aus liegenden Wellenlängen kürzer als für die auf der roten Seite liegenden. — Diese Beobachtungen scheinen einen Hinweis zu geben, wenn man sich gegenwärtig hält, daß Lenard[1]) und andere Forscher[2]) bei ihren Untersuchungen über den photoelektrischen Effekt ähnliche Ergebnisse erhalten haben, wenn sie teils kräftige, teils schwache Lichtquellen verwandten. Ich beabsichtige, in allernächster Zeit das photoelektrische Verhalten des Selens gegen verschiedene Wellenlängen zu untersuchen. — Auf Grund der oben erwähnten Theorie darf man erwarten, daß das Maximum der photoelektrischen Wirksamkeit nicht im Rot, sondern vielmehr im Violett liegen wird, wo die Absorption groß ist.

Es gibt noch einen anderen Versuch für die Prüfung der Richtigkeit der vorstehenden Erklärung. Wenn es möglich wäre, eine so dünne Zelle herzustellen, daß sie durchsichtig wäre, so würde die Schichtdicke kleiner sein als die „kritische", und man könnte dann folgerichtig erwarten, daß das Empfindlichkeitsmaximum im Rot fehlen würde. Ich versuchte, die durchsichtige Schicht, die ich zu den Absorptionsmessungen benutzt hatte, in eine Zelle zu verwandeln, aber wegen der mangelhaften elektrischen Kontakte und des hohen Widerstandes der Schicht, konnte ich keinen genügend starken Strom durch das System schicken, um den Versuch mit Erfolg durchzuführen. Ich sah ein, daß einige Zeit verstreichen würde, ehe befriedigende Zellen mit dünnen Schichten hergestellt werden könnten, und beschloß deshalb, angesichts anderer dringlicher Arbeiten, diese Arbeit einstweilen zu unterbrechen.

Zusammenfassung.

Die hier mitgeteilten Ergebnisse lassen sich kurz zusammenfassen, wie folgt:

1. Die Leitfähigkeits- oder „Empfindlich-

1) Lenard, Ann. d. Phys. (4) **2**, 359, 1900.
2) Millikan and Winchester, Phil. Mag. **14**, 188, 1907.

keits"-Kurve des metallischen Selens wurde neu bestimmt.

2. Die Kurven für die Absorption und die Reflexion wurden in dem Gebiet von 450 $\mu\mu$ bis 1000 $\mu\mu$ bestimmt.
3. Ich habe eine Erklärung für das Auftreten des Empfindlichkeitsmaximums aufgestellt, welche die Eigentümlichkeiten berücksichtigt, die das Leitvermögen in dünnen Schichten aufweist.
4. Ich habe gefunden, daß die Lage des Empfindlichkeitsmaximums nach der Seite kürzerer Wellen hin rückt, wenn die Lichtintensität gesteigert wird. Dieser Versuch steht durchaus im Einklang mit der aufgestellten Theorie.

Johns Hopkins-Universität, im März 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 30. März 1909.)

Registrierung der dem Erdboden entquellenden Emanationsmengen.

Von H. Ebert.

Mehr und mehr hat sich die Überzeugung befestigt, daß die Hauptursache für die dauernde Regenerierung der Ionen in der freien Atmosphäre — für die unteren, der direkten Beobachtung zugänglichen Schichten wenigstens — in den aus dem Erdboden dringenden Emanationen des Radiums und Thoriums (vielleicht z. T. auch des Aktiniums) zu suchen ist. J. Elster und H. Geitel[1]) fanden in der aus den Erdkapillaren stammenden Luft die Ursache für den auffallend großen Ionenreichtum abgeschlossener Kellerräume und Höhlen und vermuteten bereits, daß sich die gasförmigen Träger der Radioaktivität durch Diffusion in die oberirdischen Luftschichten verbreiteten. H. Ebert und P. Ewers[2]) zeigten, in welcher Weise ein Zusatz von Bodenluft das elektrische Zerstreuungsvermögen abgeschlossener Luftmengen ansteigen läßt und wie sich dieses mit der Zeit wieder verliert. Schon aus den damals von ihnen erhaltenen Kurven ging hervor, daß weder die Radium- noch die Thoriumemanation allein imstande ist, das charakteristische zeitliche Abklingen der beobachteten Wirkung hervorzubringen, sondern daß offenbar beide Arten von Emanation in der Bodenluft gemischt auftreten, was durch alle neueren Untersuchungen bestätigt wird; auch trat bei diesen Beobachtungen zum erstenmal der Einfluß sinkenden Luftdruckes auf das Emporeindringen dieser gasförmigen Zerfallsprodukte deutlich hervor.

1) Diese Zeitschr. 3, 574, 1902.
2) Diese Zeitschr. 4, 162, 1902.

Ausgedehnte Messungsreihen brachten H. Brandes[1]) zu der Überzeugung, daß der Emanationsgehalt der Bodenluft mit der Tiefe rasch wachse, daß aber schon bei ca. 2 m unter dem Boden die Luft mit Emanation quasi gesättigt, d. h. daß dort das Maximum des Emanationsgehaltes bereits erreicht sei.

H. Mache[2]) bestätigte durch Rechnungen die Ansicht, daß die aus dem Erdboden strömenden Emanationen die maßgebenden Ionisatoren der Atmosphäre seien; denn die aus Messungen des Emanationsgehaltes der freien Atmosphäre von R. Hofmann und Eve unter der Voraussetzung des stationären Zustandes berechnete Ionendichte stimmt in der Größenordnung mit derjenigen überein, welche durch Ionenzählungen mittels des Aspirationsapparates direkt erhalten worden ist. Außerdem zeigte Mache, daß in der Tat schon die Diffusion allein imstande wäre, den normalen Ionengehalt des Luftmeeres dauernd zu regenerieren.

Endlich hat in neuester Zeit A. Gockel[3]) wichtige Beobachtungen über den Emanationsgehalt der Bodenluft mitgeteilt und namentlich auf den Einfluß der Bodendurchfeuchtung und des Gefrierens des Bodens auf den Gehalt der Bodenluft an radioaktiver Emanation hingewiesen.

Bei allen bisherigen Messungen dieses Gehaltes wurde nach dem Vorbilde von Elster und Geitel in der Weise verfahren, daß Proben von Bodenluft entweder erst in ein Hilfsgefäß abgesaugt und aus diesem in das Untersuchungsgefäß übergeführt wurden, oder direkt eine bestimmte Menge Bodenluft in dieses eingesaugt wurde; Messungen der Zerstreuung im Innern dieses Gefäßes lassen dann nach Anbringung verschiedener Korrektionen einen Rückschluß auf die Wirksamkeit der Emanation an der Absaugestelle ziehen. Derartige Messungen können aber naturgemäß nur den Charakter von Stichproben haben. Außerdem ist es für die Beurteilung des Elektrizitätshaushaltes des Systems: Erde — Luftmeer weniger von Bedeutung, zu wissen, wieviel Emanation in einer gewissen Tiefe an einer bestimmten Stelle in einem gegebenen Augenblicke vorhanden ist, als vielmehr die Menge zu kennen, die tatsächlich aus dem Boden in die Atmosphäre übertritt. Da sich ferner gezeigt hat, daß die luftelektrischen Elemente sogar an demselben Beobachtungsorte ganz außerordentlich starken zeitlichen Schwankungen unterworfen sind, so mußte der Versuch wichtig erscheinen, diesen Übergang ionisierender Emanationen aus dem Unter-

1) Inaug.-Diss., Kiel 1905.
2) Wiener Sitzber. 114, Abt. IIa, 1377, 1905.
3) Diese Zeitschr. 9, 304, 1908.

grunde in die darüberliegenden Luftmassen mittels eines geeigneten Registrierverfahrens kontinuierlich zu verfolgen. Ferner sind bei den bisherigen Untersuchungen die Wirksamkeiten der emporquellenden Emanationen meist nur in relativem Maße angegeben worden, so daß sie sich schwer miteinander vergleichen lassen. Es war daher wünschenswert, das Registrierverfahren so einzurichten, daß die in Frage kommende Größe in absolutem, d. h. genau vergleichbarem Maße erhalten werde. Endlich war die Abzapfung der Bodenluft zu vermeiden, die Meßanordnung vielmehr selbst in den Untergrund einzubauen, so daß das Um- und Überfüllen der Bodenluft wegfiel.

Nach diesen Gesichtspunkten ist eine Registrieranordnung für das genannte Element in München schon vor drei Jahren in Betrieb gesetzt worden. Dieselbe hat im Laufe der Zeit mannigfache Umwandlungen und Verbesserungen erfahren, sich aber durchaus bewährt. Die Registrierungen hat in den ersten Jahren Herr Lehramtskandidat L. Endrös überwacht, der das von ihm teils in München, teils auf dem Lande bei Augsburg erhaltene umfangreiche Material demnächst diskutieren und veröffentlichen wird, später hat Herr Dr. K. Kurz die Messungen geleitet. An dieser Stelle soll zunächst nur das Prinzip der Methode mitgeteilt werden, eine ausführlichere Beschreibung der ganzen Anordnung wie der Resultate wird an anderer Stelle gegeben werden; bemerkt sei noch, daß die folgende Beschreibung sich auf die zurzeit in München in Betrieb befindliche Apparatur bezieht, die in mehrfacher Hinsicht, namentlich in bezug auf die Abmessungen und die Apparatkonstanten, von früheren Ausführungen, z. B. von der von Herrn Endrös benutzten und zu beschreibenden abweicht; um so erfreulicher ist es, daß die Ergebnisse der verschiedenen Anordnungen doch untereinander sehr gut übereinstimmen. —

In dem Untergrunde ist auf einem durch Häuser und hohe Bäume vor Einflüssen des Erdfeldes geschützten Gartenterrain ein zylindrischer Schacht von 45 cm Durchmesser und 110 cm Tiefe ausgehoben, dessen Wände durch den unten und oben offenen Zinkzylinder *CC* Fig. 1 geschützt sind. Von unten her kann durch die Grundfläche Bodenluft frei in den Zylinder eintreten; oben ist der Zylinder bis auf wenige kleine Öffnungen durch den Deckel *DD* geschlossen, so daß der ganze Raum gewissermaßen selbst einen Teil des Untergrundes bildet, der durch eine Fläche von bekannter Größe ($1590 \text{ cm}^2 = 1/6{,}3 \text{ m}^2$) mit dem umgebenden Erdreiche kommuniziert. Die in diesen Raum eintretende Emanation äußert ihre Wirksamkeit durch die Bildung von Ionen. Wir

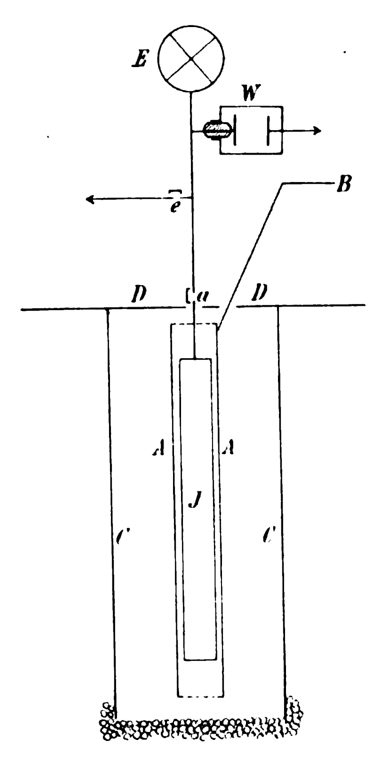


Fig. 1.

wollen die Emanationsmengen mit Mache[1]) durch den Sättigungsstrom messen, den sie im Liter zu unterhalten vermögen: „Machesche Einheiten", wie sie jetzt allgemein angenommen sind. Zu dem Zwecke muß also in dem von *CC* umschlossenen Raume eine die Ionisierung bestimmende Vorrichtung eingebaut werden. Zwei ebene Platten würden eventuell dazu schon genügt haben. Um aber etwaige Ungleichheiten in der Mischung von eindringender Bodenluft mit der im Schacht stehenden Luft möglichst auszugleichen, habe ich einen meterlangen Zylinderkondensator verwendet, bestehend aus dem äußeren Zylinder *AA* (Durchmesser 12, Länge 100 cm) und dem inneren, konaxialen Zylinder *J* (Durchmesser 8, Länge 80 cm), zwischen dessen Wänden also ein Zwischenraum von $V = 7{,}3$ lit. Inhalt vorhanden ist. Der Außenzylinder *AA* ist unten und oben durch Drahtnetz geschlossen, isoliert an Schraubhaken, die seine genaue vertikale Orientierung gestatten, aufgehängt und mit einer Hochspannungsakkumulatorenbatterie *B* verbunden. Der ebenfalls genau vertikal und zentrisch in *AA* herabhängende Innenzylinder *J* kann bei *a* von der durch geerdete Hülsen gut geschützten Zuleitung zum Quadrantenelektrometer *E* abgehoben oder an diese angehängt werden; die Zuleitung zum Innenzylinder geht frei durch das obere Netz von *AA* hindurch.

1) Wiener Sitzber. **113**, Abt. IIa, 1336, 1904.

Ein Erdschlüssel *e* legt zunächst das ganze innere System an Erde, ein Bronsonwiderstand [1]) *W* bildet dauernd einen Nebenschluß nach Erde hin. Eine möglichst gute Isolation bildete ein Haupterfordernis bei der Methode, aber auch, wie leicht ersichtlich, die Hauptschwierigkeit bei der Anlage der ganzen Anordnung; sie wurde durch Verwendung von „Gockelisolatoren" [2]) mit reichlicher Natriumtrocknung erreicht und unter steter Kontrolle gehalten.

Alle Teile, die Zylinder, Zuleitungen und das Elektrometer sind sorgfältigst gegen jede störende Influenzwirkung geschützt. Das Ganze ist von einer luftigen Hütte überbaut, welche die Wirkungen von Wind und Wetter abhielt und doch eine freie Luftkommunikation gestattete. Das verwendete Instrument *E* ist ein Quadrantenelektrometer von besonderer Konstruktion mit Induktionsdämpfung, hoher Isolationsfähigkeit und großer Stabilität, welches in der Zeitschrift für Instrumentenkunde besonders beschrieben werden wird. Die Registrierung erfolgt photographisch. Das Diagramm (vgl. Fig. 2) enthält auf der Basislinie die Stundenmarkierung und neben der Elektrometerkurve noch Luftdruck- und Temperaturkurve, aufgeschrieben von einem Sendtnerschen, gegen Temperatureinflüsse korrigierten Metallbarometer und einem Metallthermometer in stark vergrößertem Maßstabe (1 mm Hg = 10 mm, 1^0 C ebenfalls 10 mm Ordinatendifferenz).

Wird der Außenzylinder *AA* geladen, etwa positiv, wie es gewöhnlich geschah, so entstehen in dem Ionisationsraum zwei Felder, eines zwischen *AA* und *CC*, ein zweites zwischen *AA* und *J*; im ersten sind die Kraftlinien nach außen, im zweiten nach innen gerichtet. Dadurch wird alles, was an positiv geladenen Teilchen (Gasionen, Trägern induzierter Aktivitäten usw.) in dem Schachte vorhanden ist, oder in ihn eindringt, gegen die Wand *CC* gedrängt und gibt daselbst seine Ladungen ab, welche zur Erde abfließen. Auch im Innern von *AA* werden die positiven Teilchen, sowie die Spannung angelegt wird, entfernt und gegen *J* getrieben, woselbst sich ihre Ladungen zunächst ebenfalls, solange der Erdschluß bei *e* noch nicht aufgehoben ist, gegen Erde ausgleichen. Alle negativ geladenen Partikelchen werden auf *AA* versammelt, aber ebenfalls sofort von der genügende Elektrizitätsmengen nachschaffenden Batterie *B* immer wieder neutralisiert. Auch durch das untere oder obere Netz von *AA* können keine irgendwie geladenen Partikelchen in den Zwischenraum *AJA* eintreten, denn die positiven Träger werden von vornherein von der auf *AA* sitzenden Ladung abgewiesen, die negativen Träger zwar angezogen, aber sie treffen gegen die Netzdrähte, ihre Ladungen werden daselbst neutralisiert; sollten ja einige negativ geladene Teilchen durch die Maschen hindurch in den Raum *AJA* eingetreten sein, so werden sie durch das zwischen *AA* und *J* bestehende Feld sofort wieder zurückgezogen. In den Zwischenraum *AJA* können also nur reine Emanationen, deren Atome oder Moleküle (zunächst wenigstens) elektrisch vollkommen neutral sind, zur Wirksamkeit gelangen. (Neben der hier beschriebenen arbeitet eine zweite, später zu beschreibende anders eingerichtete Registrieranordnung in der gleichen Station, welche die aus dem Erdboden hervordringenden bereits gebildeten Ionen abzählt.)

Die in den Zwischenraum *AJA* eintretenden Emanationen erzeugen bei ihrem Zerfalle Ionen, und zwar pro Zeit- und Volumeneinheit gleichviel positive wie negative. Wird also die Erdleitung bei *e* aufgehoben, so beginnt die Nadel des sehr gut gedämpften Elektrometers mit einer Geschwindigkeit zu wandern, welche der in Form von Ionenladungen pro sec in *J* einströmenden Elektrizitätsmenge entspricht.

Das ganze isolierte System besteht nun augenscheinlich aus zwei ganz verschieden funktionierenden Teilen, die bei *a* voneinander getrennt werden können: dem unteren Teile, der allein Ladungen aufnimmt, aber keine abgeben kann; denn alle Isolationsstützen befinden sich oberhalb, d. h. außerhalb des Schachtes; positive Ladungen werden von *AA* auf *J* hinübergetrieben, können aber des Feldes wegen nirgends zurückfließen (ausgenommen etwa an dem nach oben führenden Stiele, soweit er über den oberen Netzverschluß von *AA* herausragt; der hierdurch bedingte Verlust ist aber gering, da die Spannung auf *J* niemals über 1 bis 2 Volt steigt, und dieser Teil außerdem sehr kurz ist). Oberhalb *a* liegen Teile, die keine Ladungen mehr aufnehmen, sondern solche nur verlieren können, nämlich die Zuleitungen, das angeschlossene Quadrantenpaar und der Bronsonwiderstand mit allen Isolationsträgern. Die Ladungsverluste dieser Teile sind bedingt zunächst durch Isolationsmängel und durch die zwischen die Zuleitungen und deren geerdete Schutzhüllen eindringende ionisierte Luft; diese Verluste sind wechselnd, aber im allgemeinen sehr klein gegen die Elektrizitätsmengen, welche durch den Bronsonwiderstand *W* abfließen; diese sind aber regelmäßig und folgen dem Coulombschen Zerstreuungsgesetze bzw. dem Ohmschen Gesetze, d. h. *W* entläßt pro Zeiteinheit Elektrizitätsmengen von dem sich aufladenden isolierten System, welches er von Erde trennt, die proportional mit der Spannung selbst wachsen. Die Konstruktion zuverlässiger Bronson-

1) H. L. Bronson, American Journ. of sc. (4), **19**, 185, 1905; vgl. auch E. Ladenburg, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 165, 1907 und diese Zeitschr. **8**, 590 u. 775, 1907.

2) Vgl. A. Gockel, diese Zeitschr. **6**, 328, 1905.



widerstände von der Ordnung einiger Billionen Ohm, wie sie hier erfordert werden, bot anfangs Schwierigkeiten, u. a. infolge jener eigentümlichen und schwer kontrollierbaren Schwankungen der Strahlungsintensitäten gewisser Präparate, welche neuerdings von E. Meyer und E. Regener[1]) eingehender studiert worden sind. Indem völliger Luftabschluß herbeigeführt und die mit dem isolierten System verbundene Elektrode den Wänden ziemlich nahe gebracht wurde, vor allem aber indem ein bereits gealtertes, von Herrn Prof. Giesel 1904 hergestelltes und mir freundlichst überlassenes Präparat verwendet wurde, gelang es, einen sehr konstanten und leicht und sicher wieder reproduzierbaren Widerstand herzustellen, der namentlich den großen Vorteil vollkommener Temperaturunempfindlichkeit innerhalb der in der Registrierstation vorkommenden Temperaturbereiche aufwies. In der ausführlichen Mitteilung wird eine nähere Beschreibung dieser Widerstände und ihrer elektrometrischen Prüfung folgen. Hier soll nur die Art kurz skizziert werden, wie die mit dem geeigneten Bronsonwiderstande ausgerüstete Anordnung geeicht wird: Nach Erdung bei e und Erdung von AA sowie Aushängung des Innenzylinders J bei a und nach Herausnahme des ionisierenden Präparates aus der Widerstandszelle W wird die Kapazität C des ganzen oberen Teiles durch Ladeteilung mit dem Harmsschen Kondensator sowie der Reduktionsfaktor R bestimmt, welcher die Skalenteile S in elektrostatische Spannungseinheiten umzurechnen gestattet. Hierauf wird das Präparat in W eingesetzt, das obere System geladen, dann sich selbst überlassen und nun der sekundliche Rückgang des Lichtzeigers in Skalenteilen s ermittelt, wobei ein graphischer Ausgleich von Vorteil ist. Dieser Rückgang erweist sich in der Tat dem jeweiligen Gesamtausschlage S proportional, dem Ohmschen Gesetze entsprechend, so daß $K = s/S$ eine für den am Bronsonwiderstande eingestellten Widerstandsbereich charakteristische Apparatkonstante ist, die natürlich während längerer Beobachtungsreihen öfters kontrolliert, und je nach der Jahreszeit und damit der zu erwartenden Emanationsmenge durch andere Einstellung am Widerstande W geeignet einreguliert wird. Der sekundliche Spannungsverlust in absoluten Einheiten ist dann $s \cdot R$, die pro Zeiteinheit abfließende Elektrizitätsmenge $C \cdot s \cdot R$ elektrostatische Einheiten. Nach diesen Bestimmungen wird J wieder angehängt, AA geladen und die Erdleitung bei e aufgehoben.

Unter der Wirkung der unterhalb der Stelle a durch das Feld dem System zugeführten Elektrizitätsmenge und der oberhalb von a pro Zeiteinheit wieder abfließenden Menge wird sich alsbald ein stationärer Zustand herausbilden, der dadurch bestimmt ist, daß die zufließende Elektrizitätsmenge der abfließenden gerade gleich ist. Hierbei wird sich der Lichtzeiger des Elektrometers auf einen bestimmten Skalenteil S einstellen, der durch folgende Beziehung eindeutig bestimmt ist: In jeder Sekunde werde pro dm^3 eine Elektrizitätsmenge i in Form positiver Ionenladungen erzeugt; dann ist i zugleich das Maß für die augenblicklich in dem Schachte vorhandene aus dem Boden ausgetretene Emanationsmenge in Macheschen Einheiten. Die auf den Innenzylinder J in der Zeiteinheit übertragene Elektrizitätsmenge beträgt $i \cdot V$ elektrostatische Einheiten. Die an AA angelegte Spannung betrug meist 200 bis 240 Volt; eingehende Versuche hatten gezeigt, daß alsdann zwischen AA und J sicherlich Sättigungsstrom herrscht. Hat das Elektrometer eine bestimmte Stellung S angenommen, so muß die sekundlich in dem oberen Teile des Systems wieder abfließende Menge ebenso groß, d. h. es muß

$$i \cdot V = C \cdot s \cdot R$$

sein, wobei s mit dem betreffenden Skalenteil S der Einstellung durch die Gleichung $s = K \cdot S$ zusammenhängt, so daß

$$i = M \cdot S$$

wird, wo $M = C \cdot K \cdot R / V$ derjenige Reduktionsfaktor ist, welcher die Ordinaten der Registrierkurven direkt in Machesche Einheiten (M.E.) umzurechnen gestattet. Da einer solchen Einheit $2{,}94 \cdot 10^6$ pro sec im cm^3 gebildete Ionen entsprechen (die Ionenladung zu $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten angenommen), so kann man aus der Kurve sofort auch auf die Bildungsgeschwindigkeit q der Ionen schließen und hieraus bei bekanntem Wiedervereinigungskoeffizienten α unter der Voraussetzung eingetretenen stationären Zustandes weiter auf die Ionendichte $n = \sqrt{q/\alpha}$.

Bei der gegenwärtig arbeitenden Anordnung ist z. B. $R = 7{,}25 \cdot 10^{-5}$, $C = 71{,}6$ cm, $s/S = K = 2{,}12 \cdot 10^{-3}$, so daß $M = 1{,}51 \cdot 10^{-6}$ und $q = 4{,}44$ mal mm Ordinatenhöhe wird.

Fig. 2 gibt ein Kurvenbeispiel im Maßstabe von ca. 1/3 (die Originaldiagramme haben 18 cm Höhe und 24 cm Länge). Man erkennt hier das um diese Jahreszeit zwischen 6 und 9 Uhr früh fallende sehr ausgeprägte Morgenmaximum, das sich deutlich trotz des schwach ansteigenden Luftdruckes und der merklich sinkenden Lufttemperatur markiert.

Mit der Zeit werden sich auf der Oberfläche von J, welche hierbei die Rolle der Kathode spielt, Zerfallsprodukte der Emanationen absetzen, welche ihrerseits durch die von ihnen

1) Ann. d. Phys. (4), **25**, 767, 1908.

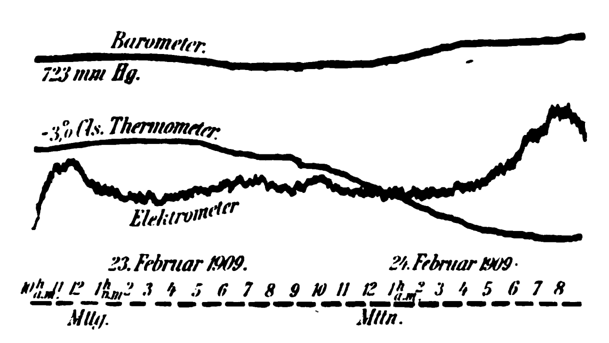


Fig. 2.

ausgehenden Strahlungen Ionen in dem Raume *AJA* erzeugen. Ihren Einfluß bestimmt man, indem man die Zylinder gelegentlich auswechselt und im Laboratorium gesondert auf die auf ihnen induzierte Aktivität prüft. Da der Einfluß dieser Induktionen offenbar in demselben Sinne wie die Emanationen wirkt, so hat man den ihnen entsprechenden Betrag von den Kurvenordinaten in Abzug zu bringen. Endlich könnte sich auch noch die durchdringende Strahlung in der Nähe des Erdbodens ionenerzeugend mitbeteiligen. Da aber die ganze Anordnung, wie erwähnt, überdacht ist, und jene Strahlung nach den Untersuchungen von H. Mache und T. Rimmer[1]) namentlich dem durch die atmosphärischen Niederschläge auf der Erdoberfläche abgesetzten *Ra B* und *Ra C* zuzuschreiben ist, so könnte jene Strahlung im Schachte wohl hauptsächlich nur von der Erdsubstanz selbst ausgehen und damit konstant sein.

Das zahlreiche Kurvenmaterial ist nur erst zum Teil durchdiskutiert. Doch läßt sich schon so viel erkennen, daß die dem Erdboden entsteigende Emanationsmenge eine deutliche tägliche und vielleicht auch eine jährliche Periode zeigt. Gegen Morgen liegt das Hauptmaximum, im Laufe des Vormittags sinkt die Tageskurve mehr oder weniger rasch herab, erhebt sich um Mittag herum oder kurz nach Mittag in einem niedrigen intermediären Maximum empor, sinkt im Laufe des Nachmittags noch stärker und steigt erst gegen Abend wieder an. Die Tagesstunden, auf welche die Morgen- und Abendmaxima fallen, variieren mit der Jahreszeit, sie sind offenbar an den Auf- und Untergang der Sonne gebunden. Die Tageskurve zeigt eine auffallende Ähnlichkeit mit derjenigen, welche P. H. Dike[2]) auf ganz anderem Wege in Cambridge (England) gefunden hat.

Bestimmend für die Variation der aus dem Boden austretenden Emanationsmengen scheint in erster Linie das allgemeine Zirkulationssystem der Atmosphäre zu sein; alle Elemente, die dieses unterhalten, wie Sonnenbestrahlung, Bodenerwärmung, die ansaugende Wirkung aufsteigender Luftströme spielen darum hierbei eine Rolle. Durch diese primären Einflüsse können andere, z. B. diejenigen des Luftdrucks, ganz überdeckt werden; nur bei plötzlich sinkendem Barometerstande antwortet das Diagramm regelmäßig mit einer Kurvenhebung. Modifiziert werden alle diese Einwirkungen, namentlich diejenigen der freien Diffusion, durch die Durchlässigkeit des Bodens, wie schon Gockel hervorgehoben hat.

Es ist klar, daß die hier durchgeführten Registrierungen, was die Höhe der erhaltenen Werte betrifft, zunächst nur eine örtliche und damit eine mehr oder weniger individuelle Bedeutung haben; auch kann man nicht ohne weiteres angeben, welcher Bruchteil der aus dem Sechstelquadratmeter Bodenfläche entströmenden Emanationsmenge ihren Weg durch den Zwischenraum *AJA* nimmt. Außerdem müßte noch eine Korrektion insofern angebracht werden, als ja nicht allen von der Emanation gebildeten α-Teilchen eine ihrer Reichweite entsprechende Bahnlänge in der Zylinderanordnung zur Verfügung steht, auf der sie ihre ionisierende Wirkung voll und ganz ausüben könnten. Endlich wäre es natürlich von größter Wichtigkeit, den Apparat so zu eichen, daß aus seinen Angaben unmittelbar geschlossen werden könnte, wie vielen Milligrammen zerfallenden Radiums die durch ihre ionisierende Wirkung gekennzeichnete Emanationsmenge entspricht. Dies erlaubt die beschriebene Anordnung augenscheinlich ohne weiteres noch nicht. Wohl aber kann man daran denken, sie in dieser Weise zu eichen, indem man im Laboratorium Emanation von bekannten Radiummengen durch den Apparat schickt und die entsprechenden Kurven registriert. Davon ist zunächst noch Abstand genommen worden. Es war vorerst überhaupt einmal von Wichtigkeit, die Grenzen, innerhalb deren das so wichtige Element des Emanationsaustausches schwankt, sowie den Verlauf der zeitlichen Variationen desselben kennen zu lernen, sowie das Eingreifen der meteorologischen Bedingungen in diesen Verlauf zu studieren. Es wäre sehr erwünscht, wenn des Vergleichs halber derartige Registrierungen auch an anderen Orten mit anders geartetem Untergrunde in Angriff genommen würden.

München, Physikal. Institut der Technischen Hochschule, Februar 1909.

(Eingegangen 11. März 1909.)

1) Diese Zeitschr. 7, 617, 1906.
2) Terr. Magn. and atmospher. electricity 11, 125, 1906.

Zur experimentellen Prüfung der Abbeschen Lehre von der mikroskopischen Bilderzeugung.

Von St. Landau.

Was die experimentelle Prüfung der Abbeschen Lehre betrifft, so wird in den Lehrbüchern der Optik[1]) auf die von Zeiß dazu gelieferte Vorrichtung hingewiesen. Ohne Zweifel sind diese Tatsachen von größtem Interesse für jeden Mikroskopisten, dem man aber schwer den Besitz spezieller Apparate zumuten kann. So wird es vielleicht nützlich sein, wenn ich bemerke, daß man die Abbesche Lehre an jedem Mikroskop mit Hilfe der gewöhnlichen Objekte ebensogut wie mit der Zeißschen Vorrichtung zu prüfen imstande ist.

Als Diffraktionsplatte wird eine Schmetterlingsschuppe angewendet. Und es eignen sich hierzu ganz vollkommen die Schuppen des gewöhnlichen weißen Schmetterlings (Pieris Brassicae); auch andere Arten kommen in Betracht. Mit anderen natürlichen Objekten, z. B. gestreiften Muskelfasern, konnte ich keine guten Resultate erzielen.

Die erste Blende, die an der Stelle der Iris eingesetzt wird, kann ruhig weggelassen werden; man gewinnt somit an Helligkeit und kann die Versuche auch bei schwachem Tageslichte vollführen. Die zweite Blende, die sich in der Nähe der Fokalebene des Objektivs befinden soll, wird aus schwarzem Papier ausgeschnitten und in der oberen Öffnung befestigt. Um die Stellung der Blende gegen das Objekt ändern zu können, wird





A B

Schuppen von Vanessa Janira. A. Spalt parallel zur Längsachse. B. Spalt senkrecht zur Längsachse.

der Objektträger gedreht; man kann aber auch das Objektiv nur teilweise in die Fassung hineinschrauben und so eine Bewegungsfreiheit an der Blende haben. Sind schließlich mehrere Schuppen im Präparat vorhanden, so wird man immer diejenigen finden können, welche die gewünschte Orientierung haben.

1) Drude, Optik, S. 222; Müller-Pouillet (Lummer) 10. Aufl., S. 447; Zimmermann, Das Mikroskop (russ. Übersetzung), St. Petersburg 1896, S. 46.

Die Schuppen haben zwei Streifensysteme, die zueinander rechtwinklig sind. Aus den hier beigefügten Reproduktionen wird man nur einigermaßen schließen können, wie deutlich die Veränderung der Struktur mit der Einstellung der Blende zu beobachten ist.

Der Spalt in der Blende hatte etwa 0,7 mm Breite. Macht man mehrere solche Ausschnitte, so bekommt man die bekannten Erscheinungen der Verdoppelung, Verdreifachung usw. der Streifenzahl.

Will man diese Erscheinungen am Mikroskop selbst einer größeren Anzahl von Personen demonstrieren, so wird man zweckmäßig folgende Einrichtung anwenden. Ein Messingring wird in die untere Öffnung des Okulars hineingepaßt. Mit diesem ist mit Hilfe von Drähten ein anderer kleinerer Ring verbunden, der beinahe bis zur Objektivöffnung reicht. Auf ihn werden die Blenden eingelegt. Durch Ausziehen des Tubus kann der Abstand Objektivfokus — Blende reguliert werden. Beim Drehen des Okulars kann man bequem die gewünschten Erscheinungen beobachten.

(Eingegangen 21. März 1909.)

Gesichtspunkte für ein Strahlungsgesetz. I.

Von Max Reinganum.

Als Beitrag zu den vielfachen gegenwärtigen Erörterungen des Strahlungsproblems seien im folgenden einige Gesichtspunkte über den Gegenstand mitgeteilt, die bisher in der Literatur nicht erwähnt sind.

1. Wir setzen einen Raum voraus, in dem sich N schwingungsfähige Elektronen von der Frequenz ν befinden sollen. Von diesen Elektronen soll jedoch nur ein bestimmter Bruchteil, sagen wir der Bruchteil α, bei der Temperatur T sich im augenblicklichen Schwingungszustand befinden, während die anderen ruhen sollen. Das Gleichgewicht soll ein dynamisches sein, d. h. schwingende und ruhende Elektronen wechseln in ihrer Funktion miteinander ab. Der „Ruhezustand" braucht keiner von absoluter Ruhe des Elektrons zu sein, nur soll in demselben nicht Energie der speziellen Schwingungszahl ν vom Elektron ausgesandt werden. Im folgenden betrachten wir ihn aber als den am Atom festhaftenden Zustand des Elektrons. — Mit wachsender Temperatur soll sich der Bruchteil α immer mehr der Eins nähern, d. h. als Grenzwert bei sehr hoher Temperatur sollen alle schwingungsfähigen Elektronen wirklich stets schwingen. (Ein naheliegender Grund für unsere Vorstellung ist der, daß eine gewisse Arbeit geleistet werden muß, um das Elektron aus dem ruhenden Zustande in



den Schwingungszustand zu bringen, die zu der eigentlichen kinetischen und potentiellen Energie der Schwingung noch hinzukommt.) — Unsere obige Vorstellung können wir nun auch durch die folgende ersetzen: Betrachten wir ein einzelnes der Elektronen t Sekunden lang, wobei t eine gegen die Schwingungsperiode große Zeit ist, so wird es sich während der Zeit αt im Schwingungszustande befinden, während der Zeit $(1-\alpha)t$ nicht; die mittlere lebendige Kraft eines Elektrons während aller Schwingungszustände der Frequenz ν, deren einzelne Zeitdauern wir mit τ bezeichnen wollen, nennen wir $\overline{L_\nu}$; ebenso groß ist, da eine harmonische Schwingung vorliegt, die mittlere potentielle Energie der Schwingung; die mittlere Gesamtenergie während aller einzelnen Schwingungszeiten τ sei somit $2\overline{L_\nu}$. Suchen wir nun aber die mittlere auf die Schwingungszahl ν bezogene Energie während der beobachtbaren zusammenhängenden Zeit t, so ist diese kleiner als $2\overline{L_\nu}$ und ergibt sich leicht zu $2\alpha\overline{L_\nu}$. Die einzelnen Zeitintervalle τ, die wir uns in Größe und zeitlichen Abständen ganz unregelmäßig verteilt denken, sollen in so kurzen Zeiten wechseln, daß bei Energiebeobachtungen nur die mittlere Energie $2\alpha\overline{L_\nu}$ während der ganzen Zeit t in Frage kommt.

Nun schreiben wir mit Herrn Planck[1]) die Gleichgewichtsbeziehung zwischen Äther und Resonator

$$\mathfrak{u}_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} U_\nu. \tag{1}$$

$\mathfrak{u}_\nu$ bedeutet den Energieinhalt an Strahlung der Volumeneinheit des Vakuums, c die Lichtgeschwindigkeit, U_ν die mittlere Schwingungsenergie des Resonators. Für letztere haben wir also nach unseren Voraussetzungen $2\alpha\overline{L_\nu}$ zu setzen, d. h. wir haben alle Energieanteile wegzulassen, die sich nicht direkt auf die harmonische Schwingung der Frequenz ν beziehen. Wenn wir also auch im folgenden im Einklang mit der statistischen Mechanik annehmen, daß während der Schwingungszeiten τ die Schwingungsenergie die von der kinetischen Gastheorie geforderte Größe hat, d. h. nach der Bezeichnungsweise von Planck kT beträgt, so ist doch während der Zeit t die mittlere Energie U_ν, welche für Gleichung (1) in Frage kommt, kleiner und gleich αkT. Während also die bisherigen Theorien des kinetischen Gleichgewichts zu der Beziehung führen (Gesetz von Rayleigh-Jeans):

$$\mathfrak{u}_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT, \tag{2}$$

erhalten wir

$$\mathfrak{u}_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \alpha kT. \tag{3}$$

α ist nach Voraussetzung eine Funktion der Temperatur und kann natürlich noch eine solche der Schwingungszahl sein, nähert sich aber in allen Fällen mit wachsender Temperatur der Eins[1]).

Wir haben schon einen Grund erwähnt, aus dem unsere Vorstellung statthaben kann. Wir nehmen an, daß jedes schwingungsfähige Elektron mit einer gewissen Kraft an seinem Atome festhalten wird, und zunächst eine bestimmte Arbeit zu leisten ist, um es in den Zustand zu bringen, in dem es schwingen kann. Dann muß nach den Sätzen des thermodynamischen Gleichgewichts stets ein gewisser Bruchteil aller Elektronen festgebunden sein, während ein anderer, mit der Temperatur wachsender, sich im Schwingungszustand, befindet, analog, wie sich bei einer Flüssigkeit stets ein Bruchteil der Moleküle in der Dampfphase und der andere in der Flüssigkeitsphase befindet. — Daß mit wachsender Temperatur neue Freiheitsgrade der Schwingungen auftreten oder vielmehr erst erheblich werden, wie unsere Vorstellung ergibt, ist kaum eine neue Annahme und wird durch die Erfahrungen der Spektralanalyse schon lange nahegelegt. — Während in der Optik die am Atom schwingenden Elektronen gewöhnlich als gebundene bezeichnet werden, führen wir also außerdem noch stärker gebundene, sagen wir mit dem Atom „starr verbundene Elektronen" ein. Der Übergang der letzteren zum loseren „gebundenen" Zustande soll mit Energieaufwand verknüpft sein. Um nun mit Hilfe unserer Hypothese zu einem Strahlungsgesetz zu kommen, genügt aber die Annahme der genannten Arbeit allein noch nicht, wenn wir diese nicht als bestimmte Funktion der Schwingungszahl annehmen, und zwar müssen wir sie, wie gleich zu sehen, direkt proportional der Frequenz ν setzen. Elektronen von hoher Schwingungsfrequenz haften also hiernach zu einem größeren Bruchteil an ihrem Atom fest, als solche von langsamer Schwingungsdauer. Dies ist nicht unwahrscheinlich, da ja auch bei rascher Schwingung die in die Ruhelage treibende Kraft eine größere ist. Nennen wir die Übergangsarbeit zum loseren Zustande E_ν, so setzen wir also:

$$E_\nu = b \cdot \nu, \tag{4}$$

worin b eine Konstante ist.

Es liegt nun nahe, in Analogie mit der

1) M. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung (Leipzig 1906), Gleichung 194, S. 124. Wir gehen später darauf ein, wie weit wir die Gleichung auf unseren Fall anwenden dürfen.

1) Auch die rein statistischen Theorien, wie die von Jeans, können ja auch im Grund der Energieüberträger von Materie auf Äther, der Resonatoren, nicht entbehren (s. Planck, l. c., S. 175), und werden zu (3) führen, wenn man annimmt, daß ein Resonator nicht ununterbrochen mit der Schwingungszahl ν schwingen kann.



Clausius-Clapeyronschen Gleichung und den Formeln für die Dissoziation der Gase dem Bruchteil der schwingenden Elektronen die Form zu geben:

$$\alpha = e^{\frac{M \cdot b\nu}{\mu \cdot RT}}. \tag{5}$$

Hierin bedeutet μ die Masse des Elektrons, M sein „Molekulargewicht", $b\nu:\mu$ also die „Loslösungsarbeit" pro Masseneinheit, R die Gaskonstante. Schreiben wir

$$\beta = \frac{bM}{R \cdot \mu}, \tag{6}$$

so erhalten wir durch Einsetzen von (5) und (6) in (3)

$$\mathfrak{u}_\nu = \frac{8\pi\nu^2 kT}{c^3} e^{-\frac{\beta\nu}{T}}.$$

Dieser Ausdruck ist nichts anderes, als die von Lord Rayleigh versuchsweise aufgestellte Gleichung[1]). Diese erfüllt, wie leicht zu sehen, das Stefansche Gesetz der Gesamtstrahlung und das Wiensche Verschiebungsgesetz. Für lange Wellen stellt sie auch die Versuchsresultate gut dar, reicht aber, wie die Herren Lummer und Pringsheim gezeigt haben, für kurze Wellen nicht aus; natürlich können wir bei unserer etwas summarischen Annahme über die Temperaturabhängigkeit von α keine endgültige Strahlungsgleichung erwarten.

In folgender Weise können wir jedoch unsere Vorstellung genauer durchführen. Wir nehmen an jedem Atom, in der Bezeichnungsweise von L. Boltzmann, einen „empfindlichen Raum" von der Größe ω an[2]). Befindet sich das zu dem Atom gehörende Elektron in diesem Raum, so soll es mit dem Atom starr verbunden sein, jedenfalls nicht mit der Frequenz ν schwingen. Außerdem sei aber am Atom ein zweiter Raum Ω vorhanden. Wenn sich das Elektron in diesem befindet, so soll es vermöge der dortigen Kraftverhältnisse Schwingungen der Frequenz ν ausführen können. Der Übergang von ω zu Ω sei mit dem Arbeitsaufwand E_ν verknüpft. Dagegen sei die Übergangsarbeit eines Elektrons von einem Atom auf ein anderes unendlich. Dadurch behält jedes Atom das eine zu ihm gehörende Elektron. Das Problem ist nun ein streng gegebenes, wenn auch ziemlich spezielles. Das Verhältnis der Wahrscheinlichkeit, daß sich das Elektron in Ω befindet zu der, daß es in ω ist, ist gleich dem Verhältnis beider Räume, multipliziert mit $e^{-\frac{M \cdot E_\nu}{\mu \cdot RT}}$. Sind N Atome mit zusammen N Elektronen vorhanden, so ist also in einem Augenblick

$$\frac{N_\Omega}{N_\omega} = \frac{\Omega}{\omega} e^{-\frac{ME_\nu}{\mu RT}},$$

wenn wir mit N_Ω die Zahl der Elektronen, die in Räumen Ω sind, mit N_ω diejenigen, die sich in Räumen ω befinden, bezeichnen. Ferner ist $N = N_\Omega + N_\omega$. Also ist

$$\frac{N_\Omega}{N} = \alpha = \frac{1}{1 + \frac{\omega}{\Omega} e^{\frac{ME_\nu}{\mu RT}}}.$$

Schreiben wir das Verhältnis ω zu Ω gleich r und führen wieder für E_ν die Beziehung (4) und Bezeichnung (6) ein, so erhalten wir durch Einsetzen in (3) eine Gleichung, die noch eine Konstante mehr, nämlich das Raumverhältnis r, als die Rayleighsche sowie die Plancksche und Wiensche enthält. Sie lautet:

$$\mathfrak{u}_\nu = \frac{8\pi\nu^2 \cdot kT}{c^3\left(1 + re^{\frac{\beta\nu}{T}}\right)}. \tag{7}$$

Trotz der Verfügung über eine Konstante mehr gelingt es aber doch nicht, eine genügende zahlenmäßige Übereinstimmung zwischen (7) und der Planckschen Gleichung über ein größeres Gebiet von Wellenlängen und Temperaturen zu erhalten, und dies müßte wohl der Fall sein, wenn Gleichung (7) die Beobachtung richtig darstellen soll. Es bleibt aber immer noch zu bedenken, daß die Strahlungsformel für sehr lange Wellen bisher nur bis auf einen willkürlichen Faktor geprüft wurde, so daß es doch fraglich ist, ob der Plancksche Ausdruck der einzig mögliche ist. Andererseits spricht gegen unsere Gleichung, daß sie für sehr kurze Wellen die Rayleighsche und nicht die Wiensche Form erhält.

Wenn ich mir erlaube, im Vorhergehenden nicht ganz endgültige Formeln für die Strahlungskurve mitzuteilen, so geschieht es in der Überlegung, daß zahlreiche Autoren sich bisher mit rein qualitativen Betrachtungen begnügt haben, um das Energiemaximum zu erklären.

Fragen wir uns nun noch nach der Berechtigung der als richtig vorausgesetzten Gleichung (1). Sie ist von Planck für den Fall schwach gedämpfter Resonatorschwingungen abgeleitet. Solche können wir auch voraussetzen, nehmen aber noch in unserem Bilde zeitweise plötzliche Unterbrechungen des Schwingungszustandes an. Trotzdem dürfte Gleichung (1), die sich durch ihre Einfachheit auszeichnet, zu Recht bestehen. Denn nach der sehr allgemeinen Betrachtungsweise von Herrn Jeans wird man ebenfalls zur Beziehung (1) geführt. Man sieht das am besten, wenn man in der Darstellung dieser Theorie bei Herrn Planck, loc. cit., bei der letzten Gleichung der Seite 176 stehen bleibt, also den Übergang zum Gleichgewicht mit der Materie (S. 177 oben) nicht

1) Siehe: Winkelmanns Handbuch d. Physik, 2. Auflage (Leipzig 1906), Bd. III, S. 385. — Phil. Mag. (5) **49**, 539, 1899.
2) L. Boltzmann, Gastheorie II (Leipzig 1898), § 60 und VI. Abschnitt.

mehr macht. Faßt man dort L als kinetische Energie pro Freiheitsgrad eines Resonators auf, unabhängig, ob dieses seinerseits im Gleichgewicht mit der Materie steht, so ist genannte Gleichung identisch mit (1)[1]).

Dagegen wird es stets Bedenken haben, Gleichung (1) auch dann noch als richtig anzunehmen, wenn die Energie nur sprungweise sich ändern kann, und dabei die Sprünge von der Größe der mittleren Resonatorenergie U_ν selbst und sogar noch weit größer werden. Dies ist aber in den Theorien der Herren Planck und Einstein der Fall, sie verwenden aber trotzdem die Gleichung. Es ergibt sich nämlich, wie leicht zu zeigen, daß die Planckschen Energieelemente $h\nu$ (bei Einstein Lichtquanten) größer werden, als die Resonatorenergie U_ν selbst, sobald nur der Exponentialausdruck der Planckschen Gleichung größer als zwei wird. Denn es ist nach Planck, l. c., Gl. (231):

$$\frac{U_\nu}{h \cdot \nu} = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{RT}} - 1}. \tag{8}$$

Die Energieelemente werden aber erst wesentlich, wenn die Exponentialfunktion ins Spiel kommt. Dann ist aber auch sehr bald wegen der rechten Seite der Gleichung $h\nu > U_\nu$. Sobald aber dies der Fall ist, kann der Resonator nicht dauernd in Schwingung sein, da sonst seine mittlere Energie größer als U_ν wäre. Somit werden wir auch auf diesem Wege aus der Planckschen Betrachtung direkt auf die zeitlichen Unterbrechungen der Resonatorschwingungen geführt. Somit führen wir in dieser Beziehung keine neue Hypothese ein, ersetzen nur die Hypothese der Energieelemente bzw. Lichtquanten durch die unserer bisherigen Naturbetrachtung näher liegende Anschauung einer Dissoziationsarbeit.

Unsere Theorie führt auch zu einigen Resultaten, die aus der Annahme von Energieelementen hergeleitet wurden. Herr Stark erklärt den dunklen Raum, der zwischen den durch Dopplereffekt verschobenen Linien und den nicht verschobenen bei Kanalstrahlen besteht, dadurch, daß erst Licht ausgesandt wird, wenn die kinetische Energie des Kanalstrahlenteilchens den Mindestwert $h\nu$ erhalten hat. Bei uns wäre auch ein Mindestwert des Vorrats an kinetischer Energie nötig, damit nämlich zunächst die Loslösungsarbeit geleistet werden kann, und zwar ergibt sich, da $\frac{h\nu}{k} = \frac{E_\nu M}{R \cdot \mu}$, und wenn man die Beziehung von k zu R nach der Gastheorie betrachtet, ebenfalls genau der notwendige Arbeitsvorrat zu $h \cdot \nu$. Den zweiten verschobenen Streifen kann jedoch unsere Theorie nicht aus demselben Gesichtspunkt erklären, doch stehen auch der Starkschen Anschauung hier (daß hier die Energie zweier Elemente vorliegt) wohl noch experimentelle Bedenken entgegen.

In bezug auf die spezifische Wärme fester Körper erhalten wir ebenfalls ein ähnliches, wenn auch nicht dasselbe Resultat wie Herr Einstein. Indem wir nämlich postulieren (ähnlich wie Herr Einstein fordert, daß die Lichtquanten auch für die Energie der Atomschwingungen gültig sind), daß auch bei Schwingungen der Atome um ihre Gleichgewichtslage eine Übergangsarbeit aus einem starr verbundenen Zustand existiert (eine Art Umwandlungsarbeit aus einem System von weniger Freiheitsgraden), die genau so von der Frequenz der Schwingungen abhängt wie bei den Elektronen, erhalten wir das Resultat, daß bei nicht zu hohen Temperaturen nur ein Bruchteil aller Atome sich in Schwingungen befindet. Zu deren spezifischen Wärme kommt dann noch die pro Grad Temperaturerhöhung zu leistende Arbeit zur Loslösung weiterer Atome hinzu sowie deren kinetische und potentielle Energie der Schwingung. Dies gibt in Kalorien als Atomwärme:

$$6\alpha + \frac{E_\nu M}{\mu}\frac{d\alpha}{dT} + 6T\frac{d\alpha}{dT}.$$

Wenn wir der Einfachheit halber unseren ersten Ausdruck (5) für α einführen und Gleichungen (4) und (6) benutzen, ergibt sich die Atomwärme:

$$6e^{-\frac{\beta\nu}{T}}\left(1 + \frac{\beta\nu}{T} + \frac{\beta^2\nu^2}{3 \cdot T^2}\right). \tag{9}$$

Daraus folgt in einem ziemlich großen Gebiete die Atomwärme nahezu 6, bei tiefer Temperatur oder großer Frequenz der Eigenschwingung (wie letzteres bei kleinem Atomgewicht zu erwarten ist) eine spezifische Wärme kleiner als 6.

Die Lichtquantenhypothese gibt nicht dieselbe Gleichung, aber eine von ähnlicher Art[1]). Die von Herrn Richarz außerdem herangezogene Theorie des Verschwindens von Freiheitsgraden bei niederen Temperaturen zur Erklärung der Abweichungen vom Dulong-Petitschen Gesetz[2]) wird bei uns mit den Forderungen der Strahlungstheorie identisch.

2. Wir haben bisher angenommen, daß es für jeden Resonator zwei Zustände, den Schwingungszustand und den starr verbundenen Zustand gibt, und der Übergang von letzterem zu ersterem mit Arbeitsaufwand verknüpft ist. Unsere Schlüsse bleiben auch erhalten, wenn wir annehmen, daß ohne eine bestimmte

1) Herr J. Weiß machte mich auf die Analogie der Gleichungen aufmerksam.

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. **22**, 186, 1907.
2) F. Richarz, Zeitschr. f. anorg. Chem. **58**, 158, 1908.

Übergangsarbeit stets nur ein Bruchteil der schwingungsfähigen Elektronen sich am Wärmegleichgewicht beteiligt, und dieser Bruchteil nach einem Exponentialgesetz, das Ähnlichkeit mit dem Dissoziationsgesetz hat, mit der Temperatur steigt. Dies wäre der Fall, wenn die Elektronen am Atom wie an einer reibenden Fläche ruhten. Zur Erregung der Schwingung ist dann ein bestimmter mechanischer Mindestimpuls nötig, ohne daß aber eine endliche Arbeit erfordert wird. Zur Behandlung dieses Problems reicht aber offenbar die jetzige statistische Mechanik nicht aus. Es dürften aber ähnliche Formeln wie die obigen, vielleicht auch eine größere Annäherung an die Plancksche Formel, resultieren. Der Ausdruck für die spezifische Wärme muß sich dann mehr dem Einsteinschen nähern, da in (9) bzw. der analogen Gleichung die Übergangsarbeit fortfällt. Während der Schwingung eines Elektrons selbst hat man ja eine Quasireibung durch die Strahlungsdämpfung. Vielleicht ließe sich auch die genannte Reibung auf eine scheinbare Reibung zurückführen.

Andere mit dem Vorhergehenden weniger in Zusammenhang stehende Gesichtspunkte sollen gelegentlich später mitgeteilt werden.

Freiburg i. B., 18. April 1909.

(Eingegangen 20. April 1909.)

Ist die innere Strahlung an der Wärmeleitung eines Metalles wesentlich beteiligt?

Von Max Reinganum.

Es ist die Frage mehrfach aufgeworfen worden, ob die innere Wärmestrahlung in einem Metall einen merklichen Bruchteil der metallischen Wärmeleitung ausmacht. Sollte dies der Fall sein, so wäre dies von Wichtigkeit für die Theorie des Wiedemann-Franzschen Gesetzes. Denn man müßte, um zu der von der Elektronentheorie geforderten Beziehung zu kommen, von der beobachtbaren Wärmeleitfähigkeit eines Metalls nicht nur den Anteil der nichtmetallischen Wärmeleitung[1]), sondern auch noch den Strahlungsanteil abziehen[2]).

1) J. Königsberger, diese Zeitschr. **8**, 237, 1907.

2) Nach Fertigstellung und Absendung des Manuskripts teilte mir Herr E. Riecke gesprächsweise freundlichst mit, daß er den Anteil der Strahlung auf Grund der von A. Schuster gegebenen Differentialgleichung (Phil. Mag. (6) **5**, 243, 1903) bereits geschätzt hat (s. Vortrag, gehalten auf der Meraner Naturforscherversammlung: Über die Elektronentheorie des Galvanismus. Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik **3**, 34, 1906). Dieses hatte ich übersehen. Die dort zu Grunde gelegte Schustersche Ableitung macht gewisse Vernachlässigungen (s. J. Königsberger, Ann. d. Phys. **12**, 342, 1903), und die Mitteilung unserer genaueren Rechnung, bei der zudem die Maxwellschen Gleichungen zu Grunde gelegt werden, ist vielleicht nicht unwillkommen, wenn sie auch qualitativ zu einem ähnlichen Resultat führt, wie das von Herrn Riecke.

Die Berechnung des letzteren soll im folgenden durchgeführt werden. Da bei Zimmertemperatur die Wärmestrahlung eines Metalls praktisch ganz auf die Schwingungsfrequenzen fällt, bei denen nach den Versuchen von Hagen und Rubens die galvanische Leitfähigkeit noch die von der Maxwellschen Theorie geforderte ist, so ist daher der Brechungsexponent des Metalls bekannt und die Strahlungsintensität im Innern läßt sich angeben. Da ferner auch der Absorptionskoeffizient nach derselben Theorie bekannt ist, so läßt sich die bei einem Temperaturgefälle den Querschnitt im ganzen nach einer Richtung passierende Energie, d. h. die Wärmeleitung durch Strahlung, finden. Das Resultat gilt dann auch für höhere Temperaturen, da die Theorie Anhaltspunkte gibt, daß mit steigender Temperatur die Gültigkeit der Maxwellschen Gleichungen zu höheren Frequenzen heraufrückt. — Dies kann auch aus den Resultaten der Arbeit von E. Aschkinaß: Die Wärmestrahlung der Metalle (Ann. d. Phys. **17**, 960, 1905), gefolgert werden.

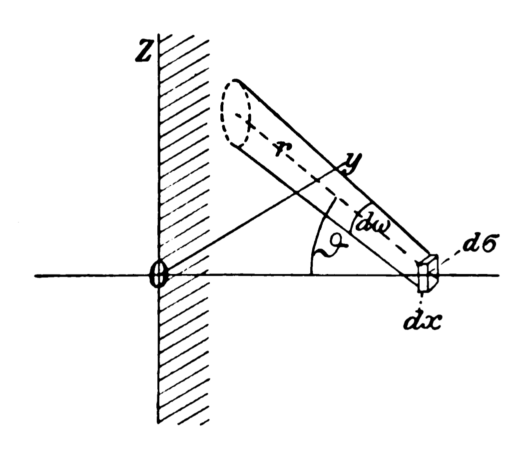
Eine nicht ganz streng bewiesene Annahme in der Rechnung müssen wir jedoch machen und sei als solche hervorgehoben. Es ist bekannt (Kirchhoff, Clausius), daß die Strahlungsintensitäten in zwei Medien bei Wärmegleichgewicht sich wie die Quadrate der Brechungsexponenten der Medien verhalten. Die Beweise hierfür sind jedoch bisher nur für schwach absorbierende Medien geführt. Die von Herrn Planck (Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, Leipzig 1906) S. 35—37 gegebene Beweisart z. B. dürfte bei metallisch reflektierenden Medien nicht mehr für beliebigen Einfallswinkel Geltung haben. Nun können wir uns aber gerade in dem letztgenannten Beweis auch auf nahezu senkrechte Inzidenz beschränken. Dann gilt bekanntlich (nach den Versuchen über die Brechung von Metallprismen mit sehr kleinem brechenden Winkel) mit hinreichender Genauigkeit das Brechungsgesetz. Folglich erhalten wir für diesen Fall die letzte Gleichung der S. 36 bei Herrn Planck. Nun können wir weiter bei Annahme des Helmholtzschen Reziprozitätsgesetzes schließen (statt dieses aus der genannten Gleichung abzuleiten), daß die linke Seite derselben gleich Eins sein muß. Daraus folgt aber sofort das Gesetz, daß die Strahlungsintensitäten (für nahezu senkrecht einfallendes Licht) sich wie die Quadrate der Brechungsexponenten verhalten. Für das Gebiet der Gültigkeit der Maxwellschen Theorie fällt bei der Reflexion elliptische Polarisation fort, und es dürfte der Brechungskoeffizient vom Einfallswinkel unabhängig sein. Wir nehmen daher an, daß die Strahlungsintensität auch im Metall im Verhältnis n_ν^2 gegenüber dem Vakuum vergrößert ist, wobei n_ν den

Brechungsexponent für die Schwingungszahl ν bezeichnet, stellen aber doch den Satz noch als vorläufig und als wichtiges zu lösendes Problem hin.

Da wir zu dem Schluß kommen werden, daß die innere Wärmestrahlung im Metall von viel kleinerer Größenordnung ist als die Wärmeleitung, so kann auch eine beträchtliche Nichterfüllung des Satzes an diesem unserem Resultat nichts ändern.

Wir benutzen die Bezeichnungsweise des genannten Werkes von Planck, das wir mit dem Namen des Verfassers abgekürzt zitieren, andererseits verwenden wir die Gleichungen in Drudes Physik des Äthers (Stuttgart 1894).

Es bestehe ein Wärmefluß in einem allseitig sehr ausgedehnten Metall in Richtung der x-Achse, und zwar sollen Normalebenen zur x-Achse sich auf gleicher Temperatur befinden [1]). Den Schnittpunkt einer der Normalebenen mit der x-Achse machen wir zum Nullpunkt des Koordinatensystems (s. Figur). ε_ν sei der Emis-



sionskoeffizient der Volumeinheit in der Bedeutung bei Planck (Gleichungen (1) und (2)). Wie ε_ν, sei auch der Absorptionskoeffizient α_ν (s. Planck, Gl. (4)) nicht nur Funktion der Schwingungszahl ν, sondern auch im allgemeinen Fall der absoluten Temperatur T. Wir betrachten nun diejenige von einem auf der x-Achse gelegenen Volumelemente $dx\,dy\,dz = dx \cdot d\sigma = d\tau$ emittierte Strahlungsmenge, die durch die yz-Ursprungsebene hindurchgeht. Das Volumelement $d\tau$ denke man sich sehr klein, insbesondere seine Dicke dx so gering, daß von der von ihm ausgesandten Strahlung kein merklicher Bruchteil in ihm selbst absorbiert wird. Die Strahlung in der Zeiteinheit, die unter dem kleinen Öffnungswinkel $d\omega$ ausgestrahlt wird, ist dann, soweit sie den Schwingungszahlen ν bis $d\nu$ angehört (s. Planck, Gl. (1)):

$$2 \cdot \varepsilon_\nu \cdot d\sigma \cdot dx \cdot d\omega \cdot d\nu.$$

Die Mittellinie dieses Kegels habe bis zur yz-Ebene die Länge r. Durch die Grundebene geht also die Strahlung hindurch.

$$d\sigma\, dx\, d\omega\, d\nu \cdot 2\,\varepsilon_\nu\, e^{-\int_0^r \alpha\, dr}. \qquad (1)$$

Wir müssen im Exponenten das Integral statt $\alpha\, r$ schreiben, da α Funktion von r (direkt von x bezw. T) ist. Wir führen Polarkoordinaten ein, indem wir den Winkel von r mit der negativen x-Achse (Polardistanz) mit ϑ, das Azimut von r mit φ bezeichnen.

$$d\omega = \sin\vartheta\, d\vartheta\, d\varphi,$$

$$\int_0^r \alpha\, dr = \int_0^x \frac{\alpha\, dx}{\cos\vartheta}.$$

Einsetzen in (1) und Integration nach φ ergibt:

$$4\pi\, d\sigma\, dx \cdot \varepsilon_\nu \cdot d\nu \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\vartheta \cdot e^{-\int_0^x \frac{\alpha\, dx}{\cos\vartheta}} \cdot d\vartheta, \qquad (2)$$

wobei wir die Integration nach ϑ gleichzeitig angedeutet haben. Integration über $\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} d\sigma$, ergibt die ganze von der unendlich ausgedehnten Platte der Dicke dx ausgehende Strahlung, soweit sie die unendlich ausgedehnte yz-Ursprungsebene passiert. Da mit wachsenden r die Strahlungsmenge nach der Exponentialform verschwindet, so ist die Ursprungsebene ebenso groß zu denken, als die emittierende unendlich ausgedehnte Platte. Die Strahlung durch die Flächeneinheit erhalten wir daher, indem wir mit $\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} d\sigma$ dividieren. Es ergibt sich also, indem wir gleichzeitig über alle Schichten von $x = 0$ bis $x = +\infty$ summieren, die Strahlung durch die Flächeneinheit von rechts nach links (pro Zeiteinheit) zu:

$$4\pi\, d\nu \int_0^{+\infty} \varepsilon_{\nu,x} \cdot dx \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\vartheta \cdot e^{-\int_0^x \frac{\alpha\, dx}{\cos\vartheta}} \cdot d\vartheta. \qquad (3)$$

Die Temperatur soll im Koordinatenursprung den Wert T_0 haben und linear von x abhängen, und zwar so, daß sie mit wachsenden x steigt. Also:

$$T = T_0 + x\, \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Wir entwickeln ε ferner in eine Reihe

$$\varepsilon_{\nu,x} = \varepsilon_{\nu,0} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \frac{dT}{dx} x.$$

Dieselbe brechen wir mit dem zweiten Glied ab, da in stark absorbierenden Medien, wie Metallen, nur kleine x in Betracht kommen

1) Die Differentialgleichung für den Fall beliebiger Temperaturverteilung hat Herr J. Königsberger (Ann. d. Phys., l. c.) gegeben.

können, innerhalb deren das Ansteigen von ε mit der Temperatur als linear betrachtet werden kann. Außerdem dürfen höhere Potenzen von $\frac{\partial T}{\partial x}$ als die erste in der Wärmeleitungskonstante nicht vorkommen. Wir entwickeln auch α (das natürlich eine viel schwächere Temperaturfunktion ist als ε) in eine Reihe

$$\alpha_x = \alpha_0 + \frac{\partial \alpha}{\partial T}\frac{dT}{dx}x,$$

wobei das zweite Glied klein gegen das erste ist.

Man erhält für den Wärmestrom von rechts nach links, wenn man die Integralzeichen zunächst wegläßt, aber im Exponenten integriert:

$$4\pi\, d\nu\, dx\left(\varepsilon_{\nu,0} + \frac{\partial\varepsilon}{\partial T}\frac{dT}{dx}x\right)e^{-\frac{\alpha_0 x}{\cos\vartheta}}.$$
$$\cdot e^{\frac{-1}{\cos\vartheta}\frac{d\alpha}{dT}\frac{dT}{dx}\frac{x^2}{2}}\cdot\sin\vartheta\, d\vartheta.$$

Von dem symmetrisch zur Grundebene gelegen Volumelement geht die Strahlung von links nach rechts:

$$4\pi\, d\nu\, dx\left(\varepsilon_{\nu,0} - \frac{\partial\varepsilon}{\partial T}\frac{dT}{dx}x\right)e^{-\frac{\alpha_0 x}{\cos\vartheta}}.$$
$$\cdot e^{+\frac{1}{\cos\vartheta}\frac{d\alpha}{dT}\frac{dT}{dx}\frac{x^2}{2}}\cdot\sin\vartheta\, d\vartheta.$$

Also geht im ganzen von rechts nach links, indem man den letzten Ausdruck von dem vorhergehenden abzieht, Glieder höherer Ordnung in $\frac{dT}{dx}$ durch Entwickeln der zweiten Exponenten in eine Reihe und Abbrechen derselben nach dem zweiten Glied vernachlässigt und die Integralzeichen einführt:

$$8\pi\int\limits_{\nu=0}^{\infty}\int\limits_{x=0}^{\infty}\int\limits_{\vartheta=0}^{\frac{\pi}{2}}\left|\begin{array}{l}\left[x\frac{d\varepsilon_\nu}{dT}e^{-\frac{\alpha_0 x}{\cos\vartheta}}\cdot\sin\vartheta - \right.\\ \left.-\frac{x^2}{2}\varepsilon_{\nu,0}\frac{d\alpha_0}{dT}e^{-\frac{\alpha_0 x}{\cos\vartheta}}\cdot\operatorname{tg}\vartheta\right]d\nu\, dx\, d\vartheta\end{array}\right|\cdot(4)$$

Wir behandeln zunächst die Integration nach ϑ, und zwar des ersten Teils der Klammer. Man setze

$$\frac{\alpha_0 x}{\cos\vartheta} = y$$

und erhält:

$$\int\limits_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{\alpha_0 x}{\cos\vartheta}}\cdot\sin\vartheta\, d\vartheta = \int\limits_0^1 e^{-\frac{\alpha_0 x}{\cos\vartheta}}\cdot d\cos\vartheta =$$
$$= \alpha_0 x\int\limits_{\alpha_0 x}^{\infty}\frac{e^{-y}}{y^2}dy = \left(\frac{e^{-\alpha_0 x}}{\alpha_0 x} + li\, e^{-\alpha_0 x}\right)\alpha_0 x,$$

wobei li den Integrallogarithmus bedeutet. Setzt man jetzt $x = \frac{z}{\alpha_0}$ und substituiert diesen Ausdruck auch in (4), so erhält man für den gesuchten Teil

$$8\pi\int\limits_0^\infty \frac{1}{\alpha^2_{\nu,0}}\frac{d\varepsilon_\nu}{dT}d\nu\int\limits_0^\infty\{z e^{-z} + z^2 li\, e^{-z}\}\, dz. \quad (5)$$

Nun ist

$$\int\limits_0^\infty z e^{-z} dz = 1.$$

Der Wert von $\int\limits_0^\infty z^2 li\, e^{-z}\cdot dz$, der den Integrallogarithmus enthält, ist in den bekannten Tabellen von **Bierens de Haan** nicht angegeben, daselbst befindet sich nur die Formel für einen Exponenten von z zwischen Null und Eins (Tafel 402, Gl. 3). Durch partielle Integration ist aber leicht zu finden:

$$\int\limits_0^\infty z^2 li\, e^{-z}\, dz = \frac{-\Gamma(3)}{3} = \frac{-2}{3}$$

genau wie für $0 \leqq p \leqq 1$.

Das Integral mit der geschweiften Klammer wird daher im ganzen $1/3$, und wir erhalten als ersten Teil von (5):

$$\frac{8\pi}{3}\int\limits_0^\infty\frac{d\varepsilon_\nu}{\alpha^2_{\nu,0}\, dT}d\nu. \quad (6)$$

Dies stellt die ganze Wärmeleitung durch Strahlung dar, wenn der Absorptionskoeffizient nicht von der Temperatur abhängt.

Im anderen Fall haben wir noch zu behandeln:

$$\int\limits_0^\infty\int\limits_0^{\frac{\pi}{2}} x^2 e^{-\frac{\alpha_0 x}{\cos\vartheta}}\frac{\sin\vartheta}{\cos\vartheta}dx\, d\vartheta$$
$$= \int\limits_0^\infty x^2 dx\int\limits_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{\alpha_0 x}{\cos\vartheta}}\frac{\sin\vartheta}{\cos\vartheta}d\vartheta.$$

Wir setzen

$$\frac{\alpha_0 x}{\cos\vartheta} = y$$

und erhalten

$$\int\limits_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{\alpha_0 x}{\cos\vartheta}}\cdot\frac{\sin\vartheta}{\cos\vartheta}d\vartheta = \int\limits_{\alpha_0\cdot x}^{\infty}\frac{e^{-y}}{y}dy = -li\, e^{-\alpha_0 x}.$$

Das Doppelintegral wird daher, wenn

$$\alpha_0 x = z$$
$$-\frac{1}{\alpha_0^3}\int\limits_0^\infty z^2 li\, e^{-z} dz = +\frac{2}{3\alpha_0^3}.$$

Also wird das ganze zweite Glied des von Strahlung herrührenden Wärmeleitungskoeffizienten

$$-\frac{8\pi}{3}\int_0^\infty \frac{\varepsilon_{\nu,0}}{\alpha_\nu^3}\cdot\frac{d\alpha_\nu}{dT}d\nu$$

und die Summe:

$$\frac{8\pi}{3}\left[\int_0^\infty \frac{1}{\alpha_\nu^2}\frac{d\varepsilon_\nu}{dT}d\nu - \int_0^\infty \frac{\varepsilon_{\nu,0}}{\alpha_\nu^3}\frac{d\alpha_\nu}{dT}d\nu\right]. \qquad (7)$$

Bezeichnet n_ν den Brechungskoeffizienten des Metalls und K_ν die Strahlungsintensität im Vakuum, $K_{M,\nu}$ diejenige im Metall, so ist [s. Planck, Gl. (42)], jedoch mit der eingangs erwähnten Unsicherheit:

$$\frac{\varepsilon_\nu}{\alpha_\nu} = K_{\nu,M} = n_\nu^2 \cdot K_\nu,$$

$$\varepsilon_\nu = \alpha_\nu n_\nu^2 K_\nu,$$

$$\frac{d\varepsilon_\nu}{dT} = \alpha_\nu n_\nu^2 \cdot \frac{dK_\nu}{dT} + K_\nu \cdot \alpha_\nu \cdot \frac{dn_\nu^2}{dT} + K_\nu n_\nu^2 \frac{d\alpha_\nu}{dT}$$

und durch Einsetzen in (7)

$$\frac{8\pi}{3}\left[\int_0^\infty \frac{n_\nu^2}{\alpha_\nu}\frac{dK_\nu}{dT}d\nu + 2\int_0^\infty \frac{K_\nu \cdot n_\nu}{\alpha_\nu}\frac{dn_\nu}{dT}d\nu\right]. \qquad (8)$$

Das zweite Glied von (7) bringt also einen bei der Spaltung von $\frac{d\varepsilon_\nu}{dT}$ auftretenden Term des ersten Gliedes zum Verschwinden, weshalb wir von vornherein den Temperaturkoeffizienten von α nicht vernachlässigt haben, da er sich exakt heraushebt.

Nach Planck (Gl. 232) ist nun

$$\mathfrak{K}_\nu = \frac{h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1},$$

$$h = 6{,}548 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec},$$
$$k = 1{,}346 \cdot 10^{-16} \text{ erg grad}.$$

Also:

$$\frac{d\mathfrak{K}_\nu}{dT} = \frac{h^2 \cdot \nu^4}{c^2 k \cdot T^2\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} + e^{-\frac{h\nu}{kT}} - 2\right)}. \qquad (9)$$

Nach Drude (Physik des Äthers) ist ferner (ib. Gl. (68) S. 575) mit Beibehaltung unserer bisherigen Bezeichnungen

$$n_\nu = k_\nu = \sqrt{\frac{\sigma \cdot c^2}{\nu}}, \qquad (10)$$

wobei wir die magnetische Permeabilität μ gleich Eins setzen.

In dieser Gleichung bedeutet σ die elektromagnetisch gemessene Leitfähigkeit, c die Lichtgeschwindigkeit. Der Drudesche Absorptionskoeffizient k_ν hängt mit dem unsrigen α_ν durch die Gleichung zusammen (nach Drude, S. 572, Gl. (60), wenn man das Quadrat dieses Ausdrucks nimmt, um ihn statt auf Amplitude auf Energie zu beziehen, also den dortigen Exponenten mit 2 multipliziert):

$$\frac{4\pi k \cdot \nu}{c} = \alpha_\nu.$$

Daher ist

$$\alpha_\nu = 4\pi\sqrt{\sigma \cdot \nu}. \qquad (11)$$

Das zweite Glied der eckigen Klammer von (8) ist immer Null oder negativ, da die elektrische Leitfähigkeit bei Metallen nicht mit der Temperatur zunimmt und somit $\frac{dn_\nu}{dT}$ nach (10) negativ ist. Wir erhalten also einen oberen Grenzwert der Energieübertragung durch Strahlung, wenn wir nur das erste Glied berücksichtigen[1]). Einsetzen der Werte von n_ν, α_ν und $\frac{d\mathfrak{K}_\nu}{dT}$ ergibt bei Beibehaltung nur des ersten Gliedes:

$$\frac{2}{3}\sigma^{1/2}\frac{h^2}{kT^2}\int_0^\infty \frac{\nu^{3/2}d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} + e^{-\frac{h\nu}{kT}} - 2}.$$

Die Substitution

$$\frac{h\nu}{kT} = z$$

ergibt

$$\frac{2 \cdot k^{3/2}\, T^{1/2} \cdot \sigma^{1/2}}{3 \cdot h^{1/2}}\int_0^\infty \frac{z^{3/2}dz}{2\cosh z - 2},$$

als die letzte auszuführende Integration. Es bedeutet hierin

$$\cosh z = \frac{e^z + e^{-z}}{2}$$

den Cosinus hyperbolicus.

Von $z = 0$ bis $z = 10$ wurde das Integral graphisch, sowie auch durch Abwägen ausgewertet und für die cosh die Tabelle bei Byerly (Fouriers Series etc. Boston) benutzt. Für größere z ($e^z > 11000$) wurde e^{-z} und 2 im Nenner vernachlässigt und das bleibende Integral durch partielle Integrationen auf das Wahrscheinlichkeitsintegral

$$\int_{3{,}162}^\infty e^{-t^2} \cdot dt$$

reduziert. (Die untere Grenze 3,162 entspricht $z = 10$). Der Wert dieses Integrals wurde der Tafel von Markoff (St. Petersburg 1888) entnommen. Als Wert des Gesamtintegrals erhält man auf diese Weise 4,46 mit einer Unsicherheit von wohl weniger als 1 Proz. Dies, und

1) Abhängigkeit des n_ν von T und damit von x verursacht zudem gekrümmte Strahlungskegel, sowie teilweise Reflexionen im Innern. Beides wird nur streng Null, solange n_ν nicht von T abhängt. Unsere Ableitung gilt daher, wegen (10), nur für solche Metalle bezw. Legierungen genau, bei denen die elektrische Leitfähigkeit nicht von der Temperatur abhängt. Trotzdem wird man das Resultat natürlich auch unbedenklich auf die reinen Metalle erweitern dürfen.

die Zahlenwerte von k und h eingesetzt, ergibt für die Wärmeleitung durch Strahlung als oberen Grenzwert:

$$1{,}194 \cdot T^{3/2} \cdot \sigma^{1/2} \frac{\text{erg}}{\text{cm} \cdot \text{sec} \cdot \text{grad}},$$

oder wenn wir die Wärmemenge in Grammkalorien messen, durch Division mit $4{,}19 \cdot 10^7$,

$$2{,}85 \cdot T^{3/2} \cdot \sigma^{1/2} \cdot 10^{-8} \frac{\text{cal}}{\text{cm} \cdot \text{sec} \cdot \text{grad}}.$$

Es fällt auf, daß dieser Wärmeleitungskoeffizient proportional T ansteigt, wenn σ umgekehrt proportional T ist, während derjenige der metallischen Wärmeleitung nahezu unabhängig von der Temperatur ist. Ferner zeigt sich zwar eine einfache Beziehung zur galvanischen Leitfähigkeit, nämlich Proportionalität mit der Wurzel aus dem elektrischen Leitvermögen, das Wiedemann-Franzsche Gesetz erfordert jedoch Proportionalität mit der ersten Potenz des Leitvermögens. Zur Erklärung dieses Gesetzes kann also die Strahlung nicht herangezogen werden. Betrachten wir noch den Absolutwert, so ist der Zahlenfaktor vollends viel zu klein, um die wahre metallische Wärmeleitung zu erklären.

Für 18° C ($T = 291$) gibt nämlich unsere Formel für Silber, dessen elektrische Leitfähigkeit σ zu $62{,}5 \cdot 10^{-5}$ elektromagnetische Einheiten angenommen, als Wärmeleitungsvermögen durch Strahlung den Wert $1{,}48 \cdot 10^{-6} \frac{\text{cal}}{\text{cm} \cdot \text{erg} \cdot \text{grad}}$, während der beobachtete Wert 1,01 Einheiten beträgt.

Für Zinn ($\sigma = 8 \cdot 10^{-5}$) ergibt sich bei derselben Temperatur aus der Formel $5{,}345 \cdot 10^{-7}$, der beobachtete Wert hingegen ist 0,15.

Ebenso kommt man auch bei Legierungen (z. B. Konstantan) nicht auf die Größenordnung der Wärmeleitfähigkeit.

Ich führte auch die Rechnung zur Vereinfachung so durch, daß in (8) für n_ν und α_ν die Werte für das Energiemaximum eingesetzt und gleichzeitig das Stefansche Gesetz der Gesamtstrahlung eingeführt wurde. Auch so kommt man zu Zahlenwerten, die sich nur wenig von den obigen unterscheiden.

Es ergibt sich also, daß die innere Strahlung bei weitem nicht den beobachteten Wert der Wärmeleitung erklären kann, und auch als Korrekturgröße (für elektronen-theoretische Berechnungen) nicht in Betracht kommt.

Freiburg i. B., 18. April 1909.

(Eingegangen 21. April 1909.)

Zur kinetischen Gastheorie.

Von F. Cohen.

In seiner kurzen Notiz (diese Zeitschr. **10**, 195, 1909) sucht Herr Max Planck eine Antikritik zu meinen Betrachtungen betreffs des H-Theorems zu liefern. Statt einer gründlichen Widerlegung meiner auf Variationsrechnung sich beziehenden Erörterungen schiebt Herr Planck ein völlig verschiedenes Problem der Differentialrechnung in den Vordergrund. Ferner wirft er mir irrtümlicherweise die stillschweigend gemachte Annahme vor, daß die Größe der Geschwindigkeitszellen $d\omega$ mit der Zeit veränderlich sei. Eine aufmerksame Nachprüfung meines Aufsatzes kann jedoch zu einer solchen Ansicht keinerlei Anlaß bieten. Wo also faktisch weder meine Betrachtungen noch die erhaltenen positiven Resultate angegriffen werden, glaube ich mich darauf beschränken zu können, Herrn Planck meinen Aufsatz „Zur statistischen Physik", welcher unmittelbar hinter seiner Notiz zum Abdruck gelangte, zur Beachtung zu empfehlen, und mich völlig mit seinen Schlußworten in genannter Notiz einverstanden zu erklären, daß „man aus dem Vorstehenden einen Anhaltspunkt für das Maß der einer solchen Kritik gegenüber gebotenen Vorsicht wird gewinnen können".

(Eingegangen 23. März 1909.)

BESPRECHUNGEN.

G. F. C. Searle, Experimental Elasticity. Cambridge, University Press 1908.

Das kleine, für Unterrichtszwecke bestimmte Handbuch enthält nach einer kurzen, klaren Darstellung der elementaren Theorie der Elastizität und ihrer wichtigsten Anwendungen in der Hauptsache eine sehr geschicke Anleitung zu selbständigen Experimenten auf diesem Gebiete mit möglichst einfachen Apparaten. Diese werden an Hand schematischer Skizzen so eingehend beschrieben, daß sie von Studierenden leicht selbst hergestellt werden können. Die Experimente betreffen vorwiegend die Bestimmung der elastischen Konstanten und zwar sowohl auf statischem, wie auch dynamischem Wege; jedes derselben ist außerdem durch ein im absoluten Maßsystem durchgerechnetes Zahlenbeispiel erläutert. Den Schluß bilden einige Hauptsätze aus der Mechanik dieser Körper, insbe-



sondere über Trägheitsmomente, welche im experimentellen Teil naturgemäß eine große Rolle spielen. Das kleine Buch kann als sehr brauchbar empfohlen werden. H. Lorenz.

E. Stöckhardt, Lehrbuch der Elektrotechnik. Zum Gebrauche beim Unterricht und zum Selbststudium. 2. umgearbeitete u. erweiterte Auflage. gr. 8. VIII u. 528 S. mit 497 Figuren. Leipzig, Veit & Comp. 1908. M. 7.50

Das Buch wendet sich nicht gerade an den Leserkreis dieser Zeitschrift, da der Verfasser in ihm die Grundlagen der Gleichstrom- und Wechselstromtechnik gibt, absichtlich unter Vermeidung jeder höheren Mathematik. Seinen Zweck: Unterricht an Maschinenbauschulen, Selbststudium mathematisch nicht ausgebildeter Maschineningenieure entspricht es in anerkennenswerter Weise durch klare Darstellung und exakte Angaben; nur wenige ältere Apparate oder Meßmethoden hätten vielleicht gegen neuere vertauscht werden können. Schwierigere Probleme der Wechselstromtechnik (Synchronmotoren, Umformer, Kommutatormotoren) sind — als der einfachen Behandlung unzugänglich — naturgemäß höchstens erwähnt. Die Ausstattung des Buches ist bei seinem Preise als recht gut zu bezeichnen. K. Simons.

H. Schmidt, Die Projektion photographischer Aufnahmen. Zweite, neu bearbeitete und bedeutend vermehrte Auflage. gr. 8. VIII u. 220 S. mit 174 Figuren im Texte. (Photographische Bibliothek. Band 13.) Berlin, G. Schmidt. 1908. M. 4.—

Der erste, weitaus größte Teil des Buches (165 von 220 S.) ist der Beschreibung von Projektionsapparaten gewidmet, wobei Verfasser besonders ausführlich auf die verschiedenen Lichtquellen eingeht. Im zweiten Teile wird die Projektion photographischer Diapositive, die Projektion stereoskopischer Bilder und die beliebiger undurchsichtiger Gegenstände besprochen. Das Buch ist durchaus populär geschrieben und kann, da der Verfasser seine eigenen technischen Erfahrungen darin niedergelegt hat, jedem, der sich mit Projektionen zu befassen hat, von Nutzen sein. Riesenfeld.

F. Natalis, Die selbsttätige Regulierung der elektrischen Generatoren. (Elektrotechnik in Einzeldarstellungen. 11. Heft.) 8. VIII u. 112 S. mit 75 Abbildungen im Text. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1908. M. 4.—

Es ist nicht ersichtlich, weshalb der Titel nicht lautet „die selbsttätigen Regulatoren der elektrischen Generatoren"; denn die selbsttätige Regulierung durch Kompoundierung etc. erörtert Verfasser absichtlich laut Vorwort nicht. Das so beschränkte Thema wird eingehend mit Berücksichtigung auch neuester Konstruktionen — erst der trägen, dann der Schnellregulatoren — in klarer Weise theoretisch und experimentell behandelt. Es ist besonders mit Dank zu begrüßen, wenn dabei wieder einmal ein Stück der Arbeit ans Tageslicht kommt, welche in den Laboratorien der großen elektrischen Firmen geleistet und häufig so sorgsam behütet wird. K. Simons.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Bern Dr. E. Briner für physikalische Chemie, an der Universität Wien Dr. techn. R. Sanzin für Eisenbahnmaschinenwesen, an der Technischen Hochschule Danzig Dr. A. Proell für Mechanik.

Ernannt: Der Privatdozent Dr. A. Einstein in Bern zum a. o. Professor für Physik an der Universität Zürich, der Privatdozent an der Universität Gießen Dr. Kurt Brand zum a. o. Professor für physikalische Chemie an der Universität Gießen.

In den Ruhestand: Der Privatdozent für Technologie der Proteinstoffe an der Technischen Hochschule Berlin Dr. P. Junghahn.

Gestorben: Der ord. Professor der Mathematik an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Otto Biermann, der ord. Professor der Chemie Geheimrat Professor Dr. Heinr. Limpricht in Greifswald.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. | 1. Juni 1909. Redaktionsschluß für No. 12 am 6. Juni 1909. | 10. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Ausstoßung radioaktiver Materie bei den Umwandlungen des Radiums.

Von Sidney Ruß und Walter Makower.

Einleitung.

Wenn die Radiumemanation sich in Radium A umwandelt, so wird dieser Prozeß von der Emission von α-Teilchen begleitet, die eine Geschwindigkeit von $1,70 \times 10^9$ cm in der Sekunde haben[1]). Der Teil des Atoms, von dem das α-Teilchen emittiert worden ist, und welcher das Radium A bildet, muß demnach einen beträchtlichen Stoß und Rücklauf erfahren, und zwar in einer Richtung entgegengesetzt der, in welcher das α-Teilchen ausgestoßen wird. Bedenken wir weiter, daß die Masse des α-Teilchens 4 ($H = 1$ gesetzt) und die des aktiven Niederschlages von der Größenordnung 100 ist, so folgt, daß dieses Produkt im Augenblick seiner Bildung mit einer Geschwindigkeit von der Größenordnung 10^7 cm/sec wandern muß. Unter gewöhnlichen Verhältnissen, wenn die Emanation mit Luft unter Atmosphärendruck gemischt ist, wird das Radium A-Teilchen nur so viel Energie besitzen, wie hinreichend ist, damit es einen Bruchteil eines Millimeters durchlaufen kann, ehe es durch Zusammenstoß mit Luftmolekülen gehemmt wird. Bei sehr tiefen Drucken dagegen werden diese Teilchen beträchtliche Entfernungen durchlaufen, ohne von der verdünnten Luft gehemmt zu werden, und werden an den Wandungen des Gefäßes zur Ruhe kommen, welches die Emanation umschließt.

Da die Bildung von Radium B aus Radium A gleichfalls von der Ausstoßung eines α-Teilchens begleitet wird, so darf man auch erwarten, daß das Radium B-Atom im Augenblick seiner Bildung durch seinen Rückstoß den Antrieb erhält, eine merkliche Strecke in einem entlüfteten Raume zu durchlaufen. Es liegen gewisse Anzeichen dafür vor, daß Radium B aus einer Oberfläche entweichen kann, die der Radiumemanation ausgesetzt gewesen und infolgedessen mit einer Schicht aktiven Niederschlags überzogen ist[1]). Nun liegt der Siedepunkt des Radium B oberhalb 600° C. Es erscheint deshalb unwahrscheinlich, daß dieser Vorgang von der Verdampfung von Radium B bei gewöhnlicher Temperatur herrühren kann, wie man anfänglich angenommen hatte, und es ist sehr wohl möglich, daß das Radium B die Oberfläche infolge des Rückstoßes verläßt, wenn es aus Radium A durch Ausstoßung eines α-Teilchens gebildet wird, wie dies Rutherford angenommen hat[2]).

Während der Ausführung unserer Arbeit sind diese Versuche von Hahn und Meitner wiederholt worden[3]). Hahn und Meitner haben gezeigt, daß die Erscheinungen noch stärker ausgeprägt sind, wenn man über der aktiven Oberfläche eine negativ geladene Platte aufhängt. In derselben Arbeit werden Anzeichen dafür mitgeteilt, daß eine Aussendung von Radium C in das Gas hinein erfolgt, welches eine mit aktivem Niederschlag bedeckte Fläche umgibt. Sowohl in dieser Arbeit wie in einer anderen[4]) werden Anzeichen für ähnliche Erscheinungen am Aktinium und am Thorium angeführt.

Die Versuche, über die wir hier berichten

1) Rutherford, Phil. Mag., Oktober 1906.

1) Miß Brooks, Nature, 21. Juli 1904.
2) Rutherford, Radio-activity, S. 392.
3) Otto Hahn und Lise Meitner, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 11, 55, 1909.
4) Otto Hahn, diese Zeitschr. 10, 81, 1909.

werden, liefern einen direkten Beweis für den Rückstoß von Radium *A*, Radium *B* und Radium *C* bei ihrer Bildung aus Emanation bzw. aus Radium *A* und aus Radium *B*. Bislang sind zwar noch keine direkten Versuche angestellt worden, um festzustellen, welche Strecke das Radium *A*-Atom durchlaufen kann, wenn es von der Emanation ausgeschleudert wird; indessen hat Jackson[1]) auf Grund einiger älterer Versuche, die nach der Methode der Überführung des aktiven Niederschlages an die Kathode ausgeführt worden waren[2]), diese Größe roh geschätzt. Wenn Radiumemanation einem elektrischen Felde ausgesetzt wird, so tritt bekanntlich der aktive Niederschlag fast ganz und gar an der Kathode auf, ein Zeichen dafür, daß das Radium *A*-Atom, wenn es aus der Emanation gebildet wird, infolge eines bislang noch nicht völlig aufgeklärten Vorganges eine positive Ladung erhält. Gleichviel, welche Ansicht wir hinsichtlich der Art und Weise annehmen, in der diese Ladung erworben wird, so viel steht fest, daß die Geschwindigkeit des Radium *A*-Atoms, wenn es von der Emanation ausgeschleudert wird, beträchtlich abnehmen muß, ehe ein elektrisches Feld von mäßiger Stärke einen richtenden Einfluß auf das Atom ausüben kann. In der Tat hat man denn auch gefunden, daß, geradeso wie bei dem aktiven Niederschlag aus Thorium[3]), Radium[4]) und Aktinium[5]), das elektrische Feld praktisch keinen Einfluß ausübt, wenn der Druck des Gases, mit dem die Emanation gemischt ist, genügend niedrig ist. Wenden wir unser Augenmerk ausschließlich dem Radium zu, so hat Jackson[6]) berechnet, daß in dem von ihm betrachteten Falle, wo die Emanation mit Luft unter einem Drucke von 1 cm Quecksilber vermischt ist, das Radium *A*-Atom 7 mm durchläuft, ehe es eine genügende Zahl von Zusammenstößen mit Luftmolekülen erfährt, um durch das elektrische Feld abgelenkt zu werden. Es wird von Interesse sein, diese Schätzung mit den Ergebnissen der vorliegenden Untersuchung zu vergleichen. Der Fall der Bildung von Radium *C* aus Radium *B* ist einigermaßen von den eben betrachteten verschieden. Radium *B* sendet nämlich keine α-Teilchen aus[7]), sondern nur β-Teilchen von geringer Geschwindigkeit[8]). Das Radium *C*-Atom wird daher in weit weniger lebhafte Bewegung versetzt werden, wenn es von Radium *B* ausgesandt wird, als es mit Radium *A* oder Radium *B* der Fall ist. Ungeachtet dieses Umstandes wird aus weiter unten zu beschreibenden Versuchen hervorgehen, daß selbst in diesem Falle ein Radium *C*-Atom eine beträchtliche Entfernung in einem luftleeren Raume zurücklegen kann.

1) Jackson, Phil. Mag., November 1905.
2) Makower, Phil. Mag., November 1905.
3) Rutherford, Phil. Mag. (5) **49**, 1900.
4) Makower, a. a. O.
5) Ruß, Phil. Mag., Mai 1908.
6) Jackson, a. a. O.
7) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **6**, 897, 1905.
8) Harvey hat kürzlich behauptet, daß Radium *B* α-Teilchen aussende, doch bedürfen seine Ergebnisse noch der Bestätigung. — Diese Zeitschr. **10**, 46, 1909.

Die Strahlung von Radium *A* und Radium *B* durch ein Vakuum.

Wenn Radium *A* aus der Emanation durch die Austreibung eines α-Teilchens gebildet wird, so ist, wie wir gesehen haben, Grund vorhanden, zu erwarten, daß das Radium *A*-Atom mit einer Geschwindigkeit fortgeschleudert wird, die hinreichend ist, um es in einem entlufteten Raum eine beträchtliche Entfernung zurücklegen zu lassen. Der erste Zweck der vorliegenden Versuche, über die wir bereits eine vorläufige Mitteilung veröffentlicht haben[1]), war

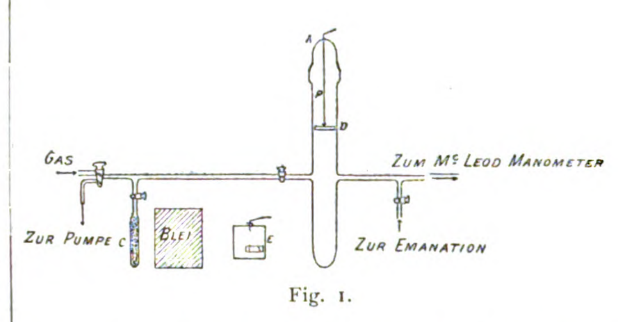


Fig. 1.

der, einen direkten Beweis für diese Strahlung von Radium *A* durch ein Vakuum zu erhalten. Zu diesem Zwecke bedienten wir uns des in Fig. 1 abgebildeten Apparats.

Ein zylindrisches Glasgefäß von 40 cm Länge und 1,7 cm Durchmesser war an einem Ende geschlossen und mit einem eingeschliffenen Glasstopfen *A* versehen. In diesen Stopfen *A* war ein Platindraht *P* eingeschmolzen, der unten in einem Häkchen endete. An dieses Häkchen konnte eine Messingscheibe *D* von 1,6 cm Durchmesser angehängt werden. Ehe die Scheibe *D* an ihren Platz gebracht wurde, konnte eine geeignete Menge Radiumemanation in das Gefäß eingeführt und in dessen unterem Teile durch Eintauchen des geschlossenen Endes der Röhre in flüssige Luft kondensiert werden. Die Menge dieser Emanation konnte mit Hilfe eines in der Nähe des Apparats aufgestellten γ-Strahlenelektroskops *E* geschätzt werden. Nach Verlauf einer Zeit, die hinreichend bemessen war, damit der größere Teil der Emanation sich kondensieren und radioaktives Gleichgewicht sich ausbilden konnte, wurde der Apparat ausgepumpt. Das erfolgte zunächst mittels einer mechanischen Pumpe und danach mittels eines

1) Ruß und Makower, Nature, 21. Januar 1909.



in flüssige Luft eintauchenden Rohres C mit Kokosnußkohle. Auf diese Weise wurde, soweit es möglich war, alle etwa nicht mit kondensierte Emanation entfernt. Darauf ließen wir wieder reine trockene Luft in das Gefäß ein, brachten die Scheibe D wieder an ihren Platz und entlufteten das Gefäß von neuem so weit, wie es mit Hilfe der Kokosnußkohle möglich war.

Da wir im unteren Ende der Röhre die Emanation zusammen mit ihren Zerfallsprodukten kondensiert haben, so wird, wenn die weiter oben aufgestellte Ansicht richtig ist, offenbar die Scheibe D dem Bombardement der Teilchen von Radium A und Radium B, möglicherweise auch von Radium C ausgesetzt sein, wenn diese der Reihe nach auseinander gebildet werden. Entfernen wir dann die Scheibe D und untersuchen sie auf ihre Aktivität hin, indem wir die von ihr ausgesandte α-Strahlung in der üblichen Weise mittels eines Quadrantenelektrometers messen, so müssen wir finden, daß die Seite der Scheibe, welche der Strahlung ausgesetzt gewesen war, radioaktiv ist. Wir fanden in der Tat stets, daß dies der Fall war. Das würde nun an und für sich keinen Beweis für den gesuchten Effekt liefern. Wenn man nämlich eine große Menge Radiumemanation in flüssiger Luft kondensiert, so ist bekanntlich die Kondensation keineswegs vollkommen, und es ist stets oberhalb der verdichteten Emanation in dem Gefäße eine beträchtliche Menge Emanation im gasförmigen Zustande vorhanden. Eine in der angegebenen Weise oberhalb der Emanation angebrachte Platte muß daher schon aus diesem Grunde notgedrungen radioaktiv werden. Wir fanden aber immer, daß die Aktivität der Plattenoberfläche, die der Emanation zugekehrt war, größer war als die der gegenüberliegenden Seite, und es erscheint ganz sicher, daß dieses Mehr an Aktivität von der direkten Strahlung des aktiven Niederschlags gegen die Platte herrührt. Für das Verhältnis zwischen der Aktivität der der Emanation zugekehrten Oberfläche und jener der von der Emanation abgewandten Seite fanden wir unter geeigneten Bedingungen Werte bis 50:1. Der genaue Wert, den man für dieses Verhältnis findet, hängt natürlich von einer Reihe verschiedener Versuchsbedingungen ab, aber unter allen Umständen übertraf die Aktivität der der Emanation zugewandten Plattenseite stets die der entgegengesetzten Seite. Überdies konnten wir durch Einschalten eines Schirmes zwischen die Emanation und die Platte das Mehr an Aktivität, das sich auf der der Emanation zugewandten Plattenoberfläche ansammelte, vollständig verschwinden lassen.

Wir stellten weiter einen Versuch an, bei dem wir an die in Fig. 1 dargestellte Röhre unten eine enge Röhre von 3,8 cm Länge und 2 mm Durchmesser ansetzten. Die Emanation wurde dann in dieser engen Röhre kondensiert, und die Platte wiederum der Strahlung seitens der Emanation ausgesetzt. Die der Emanation zugekehrte Seite der Scheibe (— wir wollen sie weiterhin die Vorderseite der Scheibe nennen —) war zwar immer stärker aktiv als die von der Emanation abgewandte (— die wir als die Rückseite der Scheibe bezeichnen wollen —), aber das Mehr an Aktivität war viel kleiner. Das hätte man voraussagen können, denn die Apertur, unter welcher die Strahlung zu der Platte gelangen konnte, war in diesem Falle sehr viel kleiner.

Diese Versuche wurden mit verschiedenen Emanationsmessungen ausgeführt. Die entsprechenden Ergebnisse sind in Tabelle I zusammengestellt. Die Emanationsmenge ist dort durch den Betrag ausgedrückt, der mit einer bestimmten Anzahl von Milligrammen Radiumbromid im Gleichgewicht stehen würde. Die Versuche wurden sämtlich bei Drucken von weniger als 0,01 mm Quecksilber angestellt. Die Expositionszeit für die Scheiben betrug 40 Minuten.

Tabelle I.

I Mit der benutzten Emanationsmenge im Gleichgewicht stehende Menge $RaBr_2$ in mg	II Aktivität an der Vorderseite der Scheibe, in willkürlichen Einheiten	III Aktivität an der Rückseite der Scheibe, in denselben Einheiten wie in II	IV Mehr an der Vorderseite gegenüber der Rückseite
16,35	2004	895	1109
7,12	1010	785	225
3,44	528	342	186
1,64	251	196	55
0,86	57	32	25

Das Mehr an Aktivität an der Vorderseite der Scheibe gegenüber dem Betrage an der Rückseite war allerdings nicht so stark ausgeprägt wie bei den früheren Versuchen, bei denen die Strahlung unter größerer Apertur erfolgen konnte, aber es ist trotzdem ersichtlich, daß an der Vorderseite stets eine merklich größere Aktivität vorhanden war, einerlei welche Emanationsmenge zur Anwendung gelangte.

Der Dampfdruck der Emanation.

Die ersten Versuche wurden mit der Emanation aus 30—40 mg Radiumbromid angestellt, in der Absicht, eine möglichst große Wirkung zu erzielen. Es stellte sich aber bald heraus, daß allerdings die Strahlung mit der verwendeten Emanationsmenge zunahm, daß es jedoch vorteilhafter war, mit beträchtlich geringeren Mengen zu arbeiten, und zwar wegen der großen

Menge unkondensierter Emanation, die beim Arbeiten mit solch großen Mengen über der verflüssigten Emanation vorhanden ist. Wenn die Emanation verflüssigt wird, so verhält sie sich nämlich nicht wie eine gewöhnliche Flüssigkeit, die unter bestimmten Temperatur- und Druckverhältnissen einen konstanten Dampfdruck ausübt; der scheinbare Dampfdruck hängt vielmehr von der kondensierten Emanationsmenge ab. Es war uns zwar gegenwärtig nicht möglich, diese recht merkwürdige Erscheinung eingehend zu untersuchen, aber wir haben doch ein paar Versuche angestellt, um zu sehen, welche Menge Emanation einen möglichst kleinen „Dampfdruck" und dabei doch zugleich eine meßbare Strahlung von Teilchen aktiven Niederschlags liefern würde. Anscheinend liegt noch kein Zahlenmaterial über die Änderung des scheinbaren Dampfdrucks der Radiumemanation mit der verwendeten Menge vor; wir erachten es deshalb für erwünscht, die Ergebnisse einiger über diesen Punkt angestellten Versuche hier mitzuteilen. Ein Blick auf die Spalte III der Tabelle I zeigt die Änderung des Dampfdruckes mit der verwendeten Emanationsmenge, denn die Aktivität, welche an die Rückseite der Platte gelangt, rührt ausschließlich von der in dem Apparate anwesenden unkondensierten Emanation her. Die an der Rückseite der Platte nach Entfernung der Platte aus dem Apparate vorhandene Aktivität gibt daher in willkürlichen Einheiten eine Schätzung der unkondensierten Emanationsmenge. Es erhellt, daß bei einer Verringerung der Emanationsmenge von 16,35 mg auf 0,86 mg der scheinbare Dampfdruck ungefähr auf den 30. Teil seines Anfangswertes sinkt.

Wir stellten alsdann einige Versuche an, um in absolutem Maße die Menge der Emanation zu bestimmen, die über verschiedenen Mengen verflüssigter Emanation in unverdichtetem Zustande bleibt. Zu diesem Zwecke kondensierten wir die Emanation aus einer bekannten Menge Radium in einem U-Rohre, das in flüssige Luft eintauchte. Wir kondensierten zunächst die Emanation in dem U-Rohre und ließen dann genügende Zeit verstreichen, daß sich radioaktives Gleichgewicht einstellen konnte. Die Menge der auf diese Weise kondensierten Emanation maßen wir mit Hilfe eines benachbarten γ-Strahlen-Elektroskops, das zuvor geeicht worden war. Darauf verbanden wir das U-Rohr mit einem Quecksilberbehälter von 86,4 cm^3 Fassungsvermögen und pumpten auf einen Druck von weniger als 0,01 mm Quecksilber aus. Nach Verlauf einiger Stunden sperrten wir den Quecksilberbehälter von dem U-Rohre ab und trieben die in dem Behälter befindliche Emanation in eine kleine Glaskugel. Nachdem sich radioaktives Gleichgewicht eingestellt hatte, maßen wir die Emanationsmenge in der Kugel durch Vergleichung der γ-Strahlung seitens der Kugel mit der seitens einer Vergleichsmenge Radium. Die erhaltenen Ergebnisse werden in Tabelle II mitgeteilt.

Tabelle II.

Mit der kondensierten Emanation im Gleichgewicht stehende Menge $RaBr_2$, in mg	Mit der im cm^3 enthaltenen Menge Emanation in Dampfform im Gleichgewicht stehende Menge $RaBr_2$, in mg
44,4	0,0026
32,5	0,00126
10,6	0,00066
6,18	0,0007 [1])

Ohne Zweifel kann der scheinbare Dampfdruck der Emanation von mancherlei Umständen abhängen, die wir hier nicht untersucht haben. Aber wenn die angeführten Versuche auch nicht zahlreich sind und unter unveränderten Versuchsbedingungen angestellt wurden, so zeigen sie doch zur Genüge, daß beim Arbeiten mit großen Mengen Emanation die Menge unverdichteter Emanation oberhalb der Flüssigkeit beträchtlich sein kann. Aus diesem Grunde entschlossen wir uns, bei den weiteren Versuchen mit möglichst kleinen Emanationsmengen zu arbeiten.

Die Abnahme der Strahlung mit der Entfernung von der Strahlungsquelle.

Wenn man im unteren Teile der Röhre (Fig. 1) etwas Radiumemanation kondensiert, so wird die Aktivität, welche die Vorderseite der Scheibe D annimmt, von ihrer Entfernung von der Emanation abhängen. Es erwies sich als schwierig, die Emanation auf dem Grunde der Röhre zu kondensieren. Wenn nämlich die Röhre in flüssige Luft eingetaucht wurde, so zeigte die Emanation das Bestreben, sich in einem fluoreszierenden Ringe um die Röhre zu kondensieren, der mit der Oberfläche der flüssigen Luft auf gleicher Höhe stand. Bei den zu beschreibenden Versuchen wurde das Ende der Röhre 1—2 cm tief in flüssige Luft eingetaucht und nahezu auf konstanter Höhe gehalten, und wir haben die Annahme gemacht, daß die gesamte Emanation in einem Ringe auf dieser Höhe kondensiert war. Die Scheibe D wurde in verschiedenen Abständen über der Emanation aufgehängt, und dann die Aktivität gemessen, die sie in einer halben Stunde annahm, wenn sie sich in verschiedenen Entfernungen von der kondensierten Emanation befand. Während

1) Diese Beobachtung ist weniger zuverlässig als die übrigen, weil die Messung der in der Kugel enthaltenen Emanationsmenge 2½ Woche nach dem Einfüllen vorgenommen worden war. Aus diesem Grunde mußten wir eine große Korrektion für den Abfall der Emanation in der Zwischenzeit anbringen.

dieser Expositionszeiten wurde der Druck auf 0,037 mm Quecksilber eingestellt. Die erhaltenen Ergebnisse teilen wir in Tabelle III mit. Wie zu erwarten stand, änderte sich die Aktivität, welche die Scheibe annahm, in roher Annäherung umgekehrt wie das Quadrat der Entfernung von der Emanation.

Tabelle III.

Abstand d der Scheibe von der kondensierten Emanation, in cm	Aktivität A nach halbstündiger Exposition	$A \cdot d^2$
4,7	638	14 100
8,8	187	14 500
13,5	77,8	14 200
17,25	62,9	18 700
20,3	43,1	17 800

Bei der Ausführung dieser Beobachtungen begegneten wir einer Schwierigkeit, die sich bei den Versuchen mit der Emanation durchweg fühlbar machte. Um die Messingscheibe zur Untersuchung ihrer Aktivität aus dem Apparate herauszunehmen, war es erforderlich, den Apparat bis auf Atmosphärendruck mit Luft zu füllen und ihn dann aufs neue zu entluften, nachdem die zu untersuchende Scheibe durch eine ähnliche ersetzt worden war. Wenn während dieses Prozesses die geringste Spur von Feuchtigkeit oder einer anderen Verunreinigung, die sich in flüssiger Luft zu kondensieren vermag, durch Zufall in den Apparat hinein geriet, so kondensierte sich diese Verunreinigung in einer dünnen Haut über der Oberfläche der flüssigen Emanation und führte so eine Verringerung der ausgesandten Strahlung herbei. Eine außerordentlich geringe Menge einer solchen Verunreinigung genügt, um eine große Verringerung der an die Scheibe gelangenden Strahlung herbeizuführen, denn, wie wir weiter unten sehen werden, kann die Strahlung nur eine sehr kleine Schichtdicke von Materie durchdringen, bevor sie vollständig absorbiert wird.

Nachdem wir diesen störenden Faktor entdeckt hatten, verwandten wir große Sorgfalt darauf, die Luft so weitgehend wie möglich zu reinigen, bevor wir sie in den Apparat einließen. Zu diesem Zwecke ließen wir die Luft durch Schwefelsäure hindurchperlen; danach trockneten wir sie, indem wir sie über Bimsstein streichen ließen, der mit Schwefelsäure getränkt war, und alsdann ließen wir sie einen beträchtlichen Weg über Ätznatron zurücklegen, um die Kohlensäure zu beseitigen. Schließlich zwangen wir die Luft, durch eine in flüssige Luft eintauchende Glasspirale zu gehen. Selbst bei Beobachtung dieser Vorsichtsmaßregeln war es nicht möglich, die erwähnte Störung vollständig zu beseitigen, doch erwies es sich bei einiger Sorgfalt als möglich, für den vorliegenden Zweck hinreichend übereinstimmende Ergebnisse zu erhalten.

Die Absorption der Strahlung durch Luft und durch Wasserstoff.

Wenn der Rest eines Atoms Emanation infolge der Emission eines α-Teilchens einen Rückstoß erleidet, so wird die kinetische Energie des Restes in Anbetracht seiner größeren Masse weit geringer sein als die des α-Teilchens. Aus diesem Grunde wird die Fähigkeit des Restes, Materie zu durchdringen, gegenüber dem Durchdringungsvermögen des α-Teilchens klein sein. Betrachten wir den Fall der Bildung von Radium A aus der Emanation, und nehmen wir für die Massen des α-Teilchens und des Radium A-Atoms die Werte 4 bzw. 218 an, so sollten wir erwarten, daß das Durchdringungsvermögen des Radium A-Atoms nur ungefähr den 50. Teil von dem Durchdringungsvermögen des α-Teilchens ausmacht, aus dem das Radium A-Atom hervorgegangen ist. Nun ist die Reichweite des α-Teilchens aus der Radiumemanation in Luft 4,35 cm; das Radium A-Atom wird daher in weniger als 1 mm Luft von Atmosphärendruck vollständig gebremst werden.

Ähnlich liegt der Fall bei der Erzeugung von Radium B aus Radium A, denn die Reichweite des α-Teilchens aus Radium A ist nahezu dieselbe wie die des α-Teilchens aus der Emanation, nämlich 4,82 cm. Wenn wir daher auf dem Grunde unserer Röhre Radiumemanation in kondensiertem Zustande haben, so werden von ihr Teilchen von Radium A und von Radium B von nahezu demselben Durchdringungsvermögen ausgesandt.

Um das Hemmungsvermögen von Luft und von Wasserstoff für diese gemischte Strahlung zu bestimmen, führten wir die folgenden Versuche aus. Die Behandlung der Frage nach dem Mengenverhältnis zwischen dem Radium A und dem Radium B in der Strahlung, die in der Röhre nach oben hin ausgesandt wurde, haben wir auf eine spätere Gelegenheit verschoben. Die Scheibe D (Fig. 1) wurde der Strahlung einer konstanten Menge Emanation ausgesetzt und dabei der Gasdruck zwischen der Strahlungsquelle und der Scheibe verändert. Die ersten Versuche wurden mit Luft angestellt; dabei befand sich die Scheibe 6,5 cm über der Emanation. Die Drucke wurden mit einem geeichten Mc Leod-Manometer gemessen. Die Scheiben wurden bei allen Versuchen stets 40 Minuten lang der Strahlung ausgesetzt und 15—20 Minuten nach der Entnahme aus dem Gefäße untersucht.

Die gewonnenen Ergebnisse sind in Fig. 2 verzeichnet. In dieser Figur ist das Mehr an Aktivität auf der Vorderseite der Scheibe gegen-

über der Aktivität auf der Rückseite als Funktion des Luftdruckes dargestellt. Die Menge des aktiven Niederschlages, der auf die Scheibe abgeschossen wird, folgt einer Exponentialfunktion des Druckes; das kann man aus der gleichfalls angegebenen Logarithmenkurve ersehen. Die Punkte dieser Logarithmenkurve sind aus der glatten Kurve berechnet, die wir durch die experimentell gefundenen Punkte gezogen haben. Wenn auch aus dieser Beobachtungsreihe das allgemeine Absorptionsgesetz hervorgeht, so wird man doch bemerken, daß die gewonnenen Punkte nicht sehr nahezu auf einer Kurve liegen. Diese Unstimmigkeit haben wir auf die oben erwähnte Ursache zurückgeführt, weil nach jedem einzelnen Versuch der Apparat zwecks Entfernung der Scheibe, die durch eine andere ersetzt wurde, mit Luft gefüllt werden mußte. Während dieser

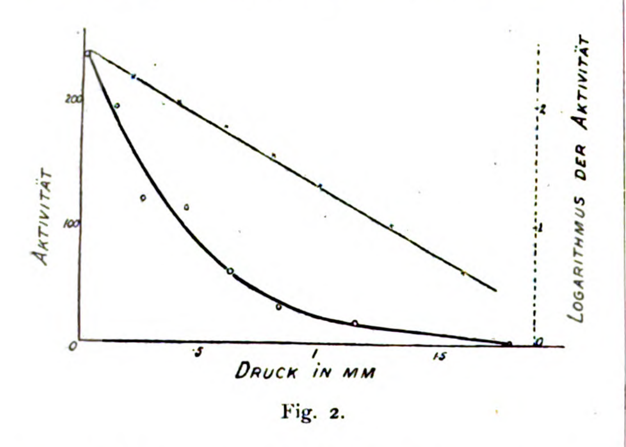


Fig. 2.

Operationen muß sich die Emanation mit einer Haut von irgendwelcher in der Luft enthaltenen Verunreinigung überzogen haben, die sich in flüssiger Luft kondensierte, und keine noch so große Sorgfalt bei der Reinigung der Luft schien hinreichend zu sein, um völlig übereinstimmende Ergebnisse zu liefern. Wenn es uns auch nicht der Mühe wert zu sein schien, diese besondere Beobachtungsreihe zu wiederholen, so beschlossen wir doch, bei den weiterhin zu beschreibenden Versuchen die Beobachtungen in einer bestimmten Reihenfolge auszuführen, in der Absicht, dadurch solche Fehler zu vermeiden, die von der Kondensation von Verunreinigungen auf der Oberfläche der Emanation herrührten. Gleichzeitig verwandten wir große Sorgfalt auf die Reinigung der in den Apparat einzulassenden Luft.

Der nächste Versuch wurde ausgeführt, während sich die Scheibe in 13,5 cm Abstand von der kondensierten Emanation befand. Die Beobachtungen wurden in ähnlicher Weise angestellt wie die vorstehend beschriebenen, nur machten wir zuerst eine Reihe von Ablesungen bei beständig zunehmenden Werten des Druckes und dann eine Reihe bei beständig abnehmenden Werten.

Die Reihenfolge, in welcher die Beobachtungen vorgenommen wurden, ist in Fig. 3 durch Pfeile angedeutet. Es war ebensowenig wie in den früheren Fällen möglich, irgendeine besondere Beobachtung zu wiederholen, denn in dem Maße, wie der Versuch fortschritt, wurde die Strahlung, welche die Scheibe empfing, immer geringer, und die bei abnehmenden Werten des Druckes aufgenommene Kurve fiel infolgedessen unter die bei zunehmenden Werten aufgenommene.

Die Beobachtungen auf einer und derselben Kurve stehen indessen miteinander in Einklang, und wir haben das Mittel aus den beiden Kurven als die wahre Kurve für die Beziehung zwischen Druck und Aktivität angenommen.

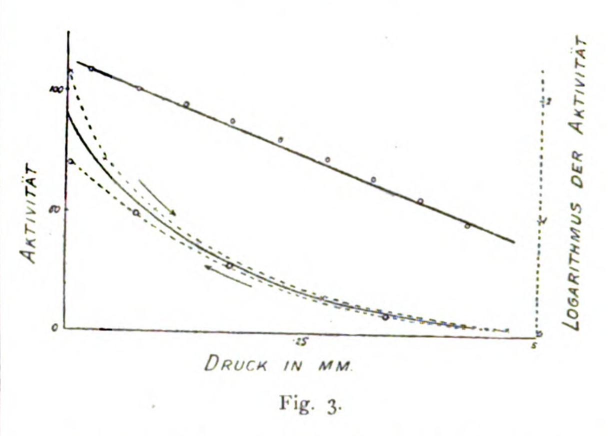


Fig. 3.

Aus den Kurven für die Logarithmen und aus den Tabellen IV und V wird ersichtlich werden, daß die Absorption seitens der Luft bei einer Entfernung der Scheibe von der Emanation von 13,5 cm ungefähr 2,6 mal so groß ist, als wenn die Scheibe 6,5 cm von der Emanation entfernt ist.

Tabelle IV[1]).

Luft.

Abstand der Scheibe von der Emanation: 6,5 cm.

Druck in mm	Aktivität der Scheibe
0,009	238
0,140	195
0,254	119
0,440	112
0,625	58
0,830	29
1,150	16,5
1,800	2

1) In den Tabellen IV, V und VI gibt die zweite Spalte das Mehr an Aktivität auf der Vorderseite der Scheibe gegen den Wert auf der Rückseite an. Letzterer belief sich in einem hochgradigen Vakuum niemals auf mehr als einige wenige Prozent des Wertes auf der Vorderseite.

Tabelle V.
Luft.
Abstand der Scheibe von der Emanation: 13,5 cm.

Druck in mm	Aktivität der Scheibe
0,003	108
0,040	71,5
0,095	50,5
0,274	15
0,472	3
0,342	8
0,175	28
0,075	49
0,005	70

Wir nahmen dann eine weitere Reihe von Beobachtungen mit Wasserstoff an Stelle der Luft in der Röhre vor; der Abstand der Scheibe von der Emanation betrug dabei 13,5 cm. Der Wasserstoff wurde aus reiner Schwefelsäure und reinem Zink hergestellt; er wurde zuerst durch eine Kaliumpermanganatlösung, dann durch Schwefelsäure und darauf über Ätznatron geleitet. Die Reinigung wurde dadurch vollendet, daß der Wasserstoff durch eine in flüssige Luft eintauchende Spirale geleitet wurde. Die Beobachtungen mit Wasserstoff waren im ganzen befriedigender und stimmten besser überein als die mit Luft. Aber wenn wir auch keine allmähliche Abnahme der Aktivität infolge einer sich über der Emanation absetzenden und eine stetige Änderung der Strahlungsmenge herbeiführenden Schicht von Verunreinigungen fanden, so zeigte es sich doch, daß ganz willkürliche Änderungen in der Strahlung auftraten. Nachdem wir eine Reihe übereinstimmender Beobachtungen gemacht hatten, wurde zuweilen die Strahlung seitens der Emanation plötzlich geringer, und die folgenden Ablesungen fielen dann, obschon sie untereinander wieder übereinstimmten, kleiner aus, als es nach den voraufgegangenen Beobachtungen zu erwarten gewesen wäre.

Diese plötzlichen Änderungen rührten ohne Zweifel von einem zufälligen Eindringen irgendwelcher kondensierbarer Verunreinigung mit dem Wasserstoff her. Bei sorgfältigem Arbeiten erwies es sich als möglich, eine Reihe übereinstimmender Beobachtungen zu erhalten, die hinreichend lang war, um die Bestimmung der Absorption seitens des Wasserstoffs zu ermöglichen. Die Ergebnisse zweier Beobachtungsreihen sind in Fig. 4 dargestellt; die Punkte auf der Logarithmenkurve sind hier in derselben Weise berechnet worden wie bei den Versuchen mit Luft.

Die Betrachtung der Figuren 2, 3 und 4 zeigt, daß die Strahlung r, welche auf die Scheibe gelangt, wenn diese sich in einer festen Entfernung von der Emanation befindet, durch die Gleichung

$$r = r_0 e^{-\lambda p}$$

gegeben ist. In dieser Gleichung ist r_0 die Strahlung, die in einem vollkommenen Vakuum an die Scheibe gelangt; p ist der Druck der Luft oder des Wasserstoffs in Millimetern, und λ ist ein konstanter Koeffizient, der ein Maß für den Grad der Absorption der Strahlung beim Durchgange durch das Gas liefert. Berechnen wir den Wert von λ aus den Figuren 2 und 3,

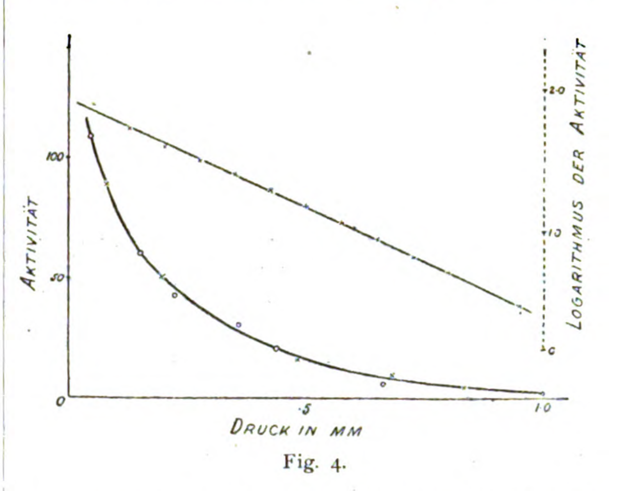


Fig. 4.

so erhalten wir für einen Abstand der Scheibe von der Emanation von 6,5 cm

$$\lambda_{6,5} = 2,62$$

und für einen Abstand der Scheibe von der Emanation von 13,5 cm

$$\lambda_{13,5} = 6,9.$$

Wir finden somit, daß

$$\frac{\lambda_{6,5}}{6,5} = 0,40$$

und

$$\frac{\lambda_{13,5}}{13,5} = 0,51$$

ist. Berücksichtigen wir, wie schwierig es ist, genau festzustellen, wo die Emanation kondensiert ist, wie schwierig es demzufolge ist, die Entfernung der Scheibe von der Emanation zu bestimmen, so zeigen diese Zahlen eine gute Übereinstimmung.

Versuche mit Wasserstoff haben wir nur bei 13,5 cm Abstand der Scheibe von der Emanation angestellt. Der Wert des Koeffizienten λ_H bei diesem Abstande ergibt sich, wie die Betrachtung von Fig. 4 und Tabelle VI lehrt, als

$$\lambda_H = 4,2.$$

Für einen Abstand der Scheibe von der Emanation von 13,5 cm erhalten wir somit das Verhältnis

$$\frac{\lambda_{\text{Luft}}}{\lambda_{\text{Wasserstoff}}} = \frac{6,9}{4,2} = 1,64.$$

Beachtet man, daß die Dichte der Luft, bezogen auf Wasserstoff als Einheit, 14,44 ist, so sieht man, daß Wasserstoff, was die Absorption

Tabelle VI.
Wasserstoff.
Abstand der Scheibe von der Emanation: 13,5 cm.

Druck in mm	Aktivität der Scheibe
0,045	109
0,080	89
0,150	60
0,195	50
0,223	42,5
0,357	30
0,482	15,5
0,663	5,5
0,682	10
0,835	4
1,010	1,5

dieser Strahlung anlangt, viel wirksamer ist, als man auf Grund seiner Dichte erwarten sollte.

Die Zusammensetzung der von der Emanation ausgehenden Strahlung.

Bisher finden sich noch keine Angaben über die Zusammensetzung der Strahlung, welche seitens der Emanation durch ein Vakuum gesandt wird. Es war von Wichtigkeit, darüber zu entscheiden, ob sowohl Radium A als auch Radium B durch das Vakuum geschleudert werden, oder ob die beobachteten Wirkungen von nur einem dieser Produkte herrührten. Um diese Frage zu entscheiden, bestimmten wir die Abklingungskurven für die Aktivität, die sich an der über der Emanation aufgehängten Scheibe ansammelte.

Obgleich wir noch mehrere andere Beobachtungen ausgeführt haben, teilen wir doch nur die Ergebnisse von zwei Versuchen mit; diese genügen, um zweifelsfrei zu beweisen, daß sowohl Radium A als auch Radium B seitens der Emanation in das Vakuum hinausgesandt werden. Bei diesen beiden Versuchen befand sich die der Strahlung ausgesetzte Scheibe 6,5 cm oberhalb der Emanation, und der Druck der zwischen der Emanation und der Scheibe befindlichen Luft wurde auf weniger als 0,01 mm Quecksilber gehalten. Bei dem ersten Versuch wurde die Scheibe der Strahlung seitens der Emanation 40 Minuten lang ausgesetzt. Die Ergebnisse dieser Versuche sind in Fig. 5 durch Kurve I veranschaulicht. Hier ist die Aktivität der Scheibe als Funktion der Zeit aufgezeichnet worden. Die Zeiten sind von dem Augenblick an gezählt, in dem die Scheibe aus dem Bereiche der Strahlungsquelle entfernt wurde. Die Kurve Ia in derselben Figur stellt die bekannte Abklingungskurve der α-Strahlung des aktiven Niederschlags dar, den man erhält, wenn man einen negativ geladenen Leiter ebenso lange der Emanation aussetzt. Die Verschiedenheit der beiden Kurven ist augenfällig und läßt sich ohne weiteres erklären, wenn wir annehmen, daß zwar, wenn ein negativ geladener Leiter der Emanation ausgesetzt wird, sich nur Radium A niederschlägt, das danach zerfällt, daß dagegen im vorliegenden Falle sowohl Radium A als auch Radium B durch Strahlung auf die Platte gelangen.

Dieselbe Fig. 5 enthält noch ein ähnliches Kurvenpaar (II und IIa) für den Fall einer Expositionszeit von 10 Minuten. Wie man sieht, liegt auch in diesem Falle die gewöhnliche Abklingungskurve unterhalb der nach der Strahlungsmethode erhaltenen Kurve. Wie zu erwarten steht, ist der Unterschied zwischen den beiden für diese kurze Expositionszeit geltenden

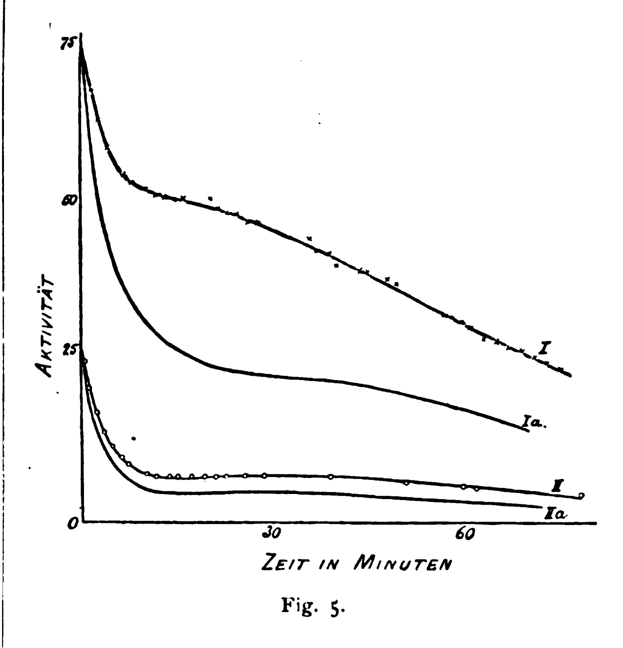


Fig. 5.

Kurven weniger ausgeprägt als der Unterschied zwischen den einer langen Expositionszeit entsprechenden Kurven.

Mit einer vollständigen Analyse der Abklingungskurven halten wir einstweilen noch zurück.

Die Anzahl der seitens der Emanation in ein Vakuum hinausgeschleuderten Radium A- und Radium B-Teilchen.

Nachdem wir festgestellt haben, daß seitens der auf dem Grunde einer Röhre kondensierten Emanation sowohl Radium A als auch Radium B durch ein Vakuum hindurch auf eine Scheibe geschossen werden, entsteht die Möglichkeit, das Verhältnis zwischen den Teilchen, welche in einer bekannten Zeit an die Scheibe gelangen, einerseits und der Gesamtzahl der aus der Emanation hervorgehenden Teilchen andererseits zu berechnen. Das läßt sich in der Weise machen, daß man die Aktivität einer Scheibe betrachtet, die der Strahlung seitens der Ema-

nation genügend lange ausgesetzt gewesen ist, daß sich radioaktives Gleichgewicht zwischen der Emanation und den Radium *A*- und Radium *B*-Teilchen auf der Scheibe herstellen konnte. Wir setzten deshalb eine Scheibe über 3 Stunden lang der Emanation aus 1,18 mg Radium aus, die wir auf dem Grunde der Röhre genügend lange kondensiert hatten, daß sich zwischen der Emanation und ihren Zerfallsprodukten Gleichgewicht ausbilden konnte. Wir fanden nun, daß die Scheibe unmittelbar nach ihrer Entfernung aus dem Bereiche der von der Emanation kommenden Strahlung einen Ausschlag von 828 Skalenteilen in der Minute an dem Elektrometer hervorrief, das zur Messung der Aktivität benutzt wurde. Eine Platte, auf welcher Polonium niedergeschlagen worden war, ergab, wenn sie in ähnlicher Weise in dem Meßapparate angeordnet wurde, einen Ausschlag von 1800 Skalenteilen in der Minute. Wir wußten nun, daß die Poloniummenge auf der Platte $5{,}07 \cdot 10^4$ α-Teilchen in der Sekunde aussandte[1]). Da 1 g Radium in der Sekunde $3{,}4 \cdot 10^{10}$ α-Teilchen aussendet[2]), so sandte das zum Vergleich benutzte Poloniumpräparat dieselbe Anzahl α-Teilchen aus, wie $1{,}49 \cdot 10^{-3}$ mg Radium ausgesandt haben würden. Die untersuchte aktive Scheibe gab also dieselbe Anzahl von α-Teilchen von sich, wie sie seitens $6{,}9 \cdot 10^{-4}$ mg Radium ausgesandt werden würden. In dem Augenblick, in welchem die Scheibe aus dem Bereiche der Strahlung entfernt wurde, muß aber die Anzahl der α-Teilchen, welche von dem Radium *A* und dem Radium *B* auf der Scheibe ausgesandt wurden, nahezu gleich gewesen sein. Folglich muß die Menge des auf der Scheibe vorhandenen Radium *A* und des Radium *B* in radioaktivem Gleichgewicht mit $3{,}45 \cdot 10^{-4}$ mg Radium gestanden haben. Da nun bei diesem Versuch 1,18 mg Emanation zur Verwendung gelangten, so betrug die Menge Radium *A* und Radium *B* auf der Scheibe das $2{,}92 \cdot 10^{-4}$ fache der gesamten mit der Emanation im Gleichgewicht stehenden Menge Radium *A* und Radium *B*. Berücksichtigt man, daß sich die Scheibe in 7 cm Entfernung von der Emanation befand, und daß der Flächeninhalt der Scheibe 2,01 cm² betrug, so erhellt, daß, selbst wenn jedes Radium *A*- und Radium *B*-Teilchen nach Maßgabe seiner Bildung infolge der Ausstoßung eines α-Teilchens aus der Emanation entweichen würde, der zur Scheibe gelangende Bruchteil der Gesamtstrahlung $3{,}3 \cdot 10^{-3}$ betragen haben würde. Wir sehen also, daß von den Teilchen, welche die Emanation in solchen Richtungen aussendet, die innerhalb des von der Scheibe umfaßten räumlichen Winkels liegen, ungefähr der 11. Teil tatsächlich an die Scheibe gelangte. Beachtet man, wie leicht diese Teilchen von Materie absorbiert werden, so erscheint es kaum zweifelhaft, daß bei einer hinreichend dünnen Schicht einer von jeglicher Verunreinigung freien Emanation und in einem genügend hohen Vakuum jedes von der Emanation emittierte Radium *A*- und Radium *B*-Teilchen auch von der Emanation ausgestrahlt werden würde.

1) Diese Zahl hat Herr Dr. Geiger in der Weise bestimmt, daß er die Anzahl der Szintillationen zählte, die in der Sekunde auf einem in bekanntem Abstande von dem Polonium aufgestellten Zinksulfidschirm auftraten. Wir sind Herrn Dr. Geiger für die liebenswürdige Mitteilung dieses Wertes zu großem Danke verpflichtet.

2) Rutherford and Geiger, Proc. Roy. Soc. (A) **81**, 174.

Die Radium *B*- und Radium *C*-Strahlung.

Die Versuche mit Radiumemanation, die auf dem Grunde einer Röhre kondensiert war, haben dargetan, daß Teilchen aktiven Niederschlags durch ein Vakuum hindurch zu einer oberhalb der Emanation exponierten Scheibe hin geschleudert werden. Da wir nun unter diesen Verhältnissen neben der Emanation auf dem Grunde der Röhre auch Radium *A* und Radium *B* haben, so sind die Bedingungen einigermaßen kompliziert. Aus der Natur der Abklingungskurven für die an der Scheibe angesammelte Aktivität haben wir ersehen, daß nicht nur Radium *A*, sondern auch Radium *B* auf die Scheibe geschleudert wurde. Es ist indessen nicht ganz leicht, zu sagen, ob irgendwelche Radium *C*-Strahlung vorhanden war. Es erschien daher wünschenswert, Versuche unter einfacheren Bedingungen anzustellen, um die Strahlung von Radium *B* sowie auch von Radium *C*, falls diese letztere vorkommen sollte, unmittelbar nachzuweisen. Zu diesem Zwecke machten wir Beobachtungen mit dem aktiven Niederschlage auf einer Platte, die als negative Elektrode der Emanation in einem elektrischen Felde ausgesetzt gewesen war. Wenn diese Platte in einem Vakuum aufgehängt wurde, so konnte von ihr Radium *A* nur dann ausgesandt werden, wenn, wie es gewöhnlich der Fall war, eine Spur von Emanation an der Platte haften blieb. Vernachlässigen wir für den Augenblick diesen störenden Faktor bei dem Versuch, so wird eine Scheibe, die über der aktiven Platte exponiert wird, aktiv werden, weil Radium *B* ihr in dem Maße zugeschleudert wird, wie das Radium *A* auf der Platte abfällt. Wenn man indessen, ehe man die Scheibe exponiert, genügend lange Zeit verstreichen läßt, daß das Radium *A* verschwindet, so kann kein Radium *B* in der Röhre aufwärts geschleudert werden; in diesem Falle bleibt aber noch die Möglichkeit bestehen, daß in dem Maße, wie das Radium *B* abfällt, Radium *C* in der Röhre aufwärts geschleudert wird. Wenn wir in dieser Weise vorgehen, so haben wir also die Mög-

lichkeit, die Erscheinungen in ihrer einfachsten Gestalt zu beobachten.

Der benutzte Apparat ist in Fig. 6 dargestellt. Die Platte *D*, welche einer beträchtlichen Menge Radiumemanation eine bestimmte Zeitlang ausgesetzt gewesen war, wurde an einem kleinen Häkchen am Ende des Drahtes *w* aufgehängt, dessen anderes Ende in den eingeschliffenen Glasdeckel *S* des Glasgefäßes *V* von 0,7 cm lichte Weite eingeschmolzen war. An dem Drahte *w* war in ungefähr 1 cm Abstand über der Platte *D* eine Scheibe *E* befestigt. Durch Einsetzen des Deckels *S* wurden die Platte und die Scheibe in die aus der Figur ersichtliche Stellung gebracht. Mittels einer Kugel mit Kokosnußkohle, die in flüssige Luft eintauchte und durch ein seitliches Ansatzrohr mit dem Gefäß *V* verbunden war, konnte das Gefäß schnell bis zu einem beliebig hohen Grade entluftet werden. Nachdem die Scheibe *E* der Strahlung von *D* lange genug ausgesetzt worden war, wurde Luft in den Apparat eingelassen.

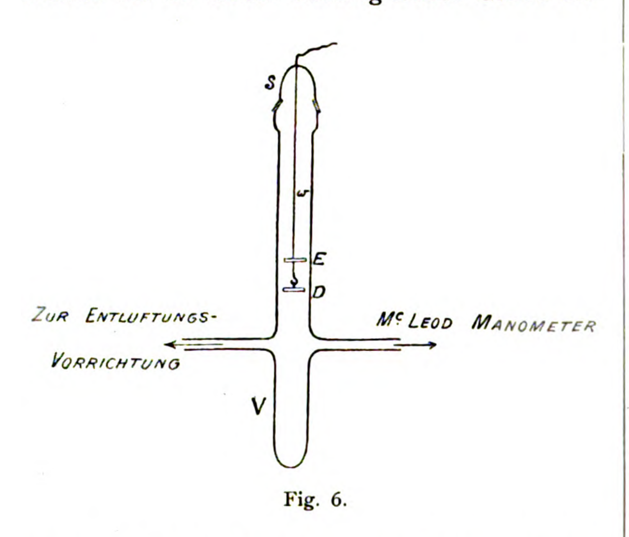


Fig. 6.

Darauf wurde die Scheibe *E* von dem Drahte *w* abgenommen und ihre α-Strahlen-Aktivität mittels eines Quadrantenelektrometers untersucht. Dabei wurde dafür Sorge getragen, eine Berührung zwischen Scheibe und Platte bei ihrer Entfernung aus dem Gefäße zu vermeiden.

Ehe wir dazu übergehen, die bei diesen Versuchen gewonnenen Ergebnisse mitzuteilen, ist es wichtig, zu überlegen, welche Erscheinungen wir unter gewissen einfachen Annahmen erwarten sollten. Betrachten wir den Fall, in welchem die Platte *D* der Emanation ausgesetzt gewesen ist, so daß sich auf ihrer Oberfläche Radium *A* im Verein mit Radium *B* und Radium *C* in gewissem bestimmten und von der Dauer der Exposition gegen die Emanation abhängigen Mengenverhältnis abgeschieden hat. Die Scheibe *E* wird dann einen gewissen Prozentsatz der Radium *B*-Teilchen empfangen, die entstehen, wenn das Radium *A* auf der Platte *D* abklingt. Nehmen wir an, daß die Radium *C*-Teilchen aus der geringen ursprünglich auf der Platte *D* vorhandenen Menge Radium *B* nicht ausgeschleudert werden, so können wir die Aktivität der Scheibe *E* zu irgendeiner Zeit nach ihrer Entnahme aus dem Gefäße auf Grund einer einfachen Erweiterung bekannter Gleichungen berechnen[1]). Das haben wir für den Fall getan, daß die Scheibe *E* der von der Platte *D* ausgehenden Strahlung 5 Minuten lang ausgesetzt worden war; die theoretische Kurve haben wir in Fig. 7, Kurve I, gezeichnet.

Die nunmehr zu beschreibenden Beobachtungen wurden in der Absicht angestellt, zu sehen, wie nahe die unter verschiedenen Bedingungen erhaltenen Versuchsergebnisse mit dieser theoretischen Kurve übereinstimmen.

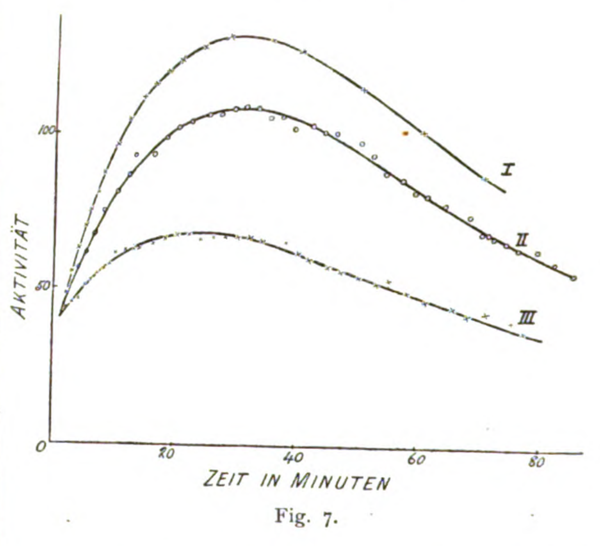


Fig. 7.

Bei der ersten Beobachtungsreihe wurde die Platte *D* der Emanation 10 Minuten lang ausgesetzt, dann entfernt und in ein Gefäß gebracht, welches schnell entluftet werden konnte, um etwa an der Scheibe haftende Emanation zu entfernen. Wenngleich es sich nicht als möglich erwies, die Emanation auf diesem Wege vollständig zu entfernen, so war doch die nach dieser Behandlung an der Scheibe zurückbleibende Menge sehr viel geringer. Innerhalb $1\frac{1}{2}$ Minuten nach der Entnahme aus dem Gefäße, in welchem sie der Emanation ausgesetzt worden war, wurde die Platte an ihrem Platze unterhalb der Scheibe *E* befestigt, wie aus Fig. 6 zu ersehen ist. Das Gefäß wurde schnell so gründlich wie möglich entluftet, und dann die Scheibe *E* 5 Minuten lang der von *D* ausgehenden Strahlung ausgesetzt. Dann wurde die Scheibe *E* herausgenommen, und es fand sich, daß die der Platte *D* zugekehrt gewesene

1) Siehe Rutherford, Radio-activity, S. 332.

Seite stark radioaktiv war; ihre Aktivität wurde während der nächstfolgenden 5 Viertelstunden untersucht.

Die von D abgewandt gewesene Seite von E war nur schwach aktiv infolge einer Spur an der Platte D haften gebliebenen Emanation, die während der Exposition der Scheibe E entwichen war. Bei den späteren Messungen wurde diese geringe Aktivität, die ebenfalls an die Vorderseite der Scheibe E gelangt sein muß, berücksichtigt.

Die gewonnenen Ergebnisse sind in Fig. 7 durch die Kurve II dargestellt. Man bemerkt, daß die Aktivität der Scheibe, gemessen durch die von ihr ausgehende α-Strahlung, während der ersten $^1/_2$ Stunde zunahm und darauf mit der Zeit sank. Das würde zu erwarten sein, wenn Radium B während der Expositionszeit von 5 Minuten seitens der Platte D auf die Scheibe E geschleudert worden wäre. Man bemerkt aber auch, daß die Kurve II beträchtlich unterhalb der theoretischen Kurve I liegt. Nun wird sich auf der Oberfläche der Platte D während ihrer voraufgegangenen Exposition von 10 Minuten gegen die Emanation nicht nur Radium A niedergeschlagen haben, sondern auch eine gewisse Menge Radium B. Wenn während des Abklingens dieses Radium B etwas Radium C auf die Scheibe E geschleudert wird, so wird die Kurve, welche die Aktivität der Scheibe zu Zeiten nach ihrer Entfernung aus dem Bereiche der Strahlung angibt, unterhalb der theoretischen Kurve I zu liegen kommen. Wir haben gesehen, daß dies der Fall ist, und es erscheint daher wahrscheinlich, daß bei dem eben beschriebenen Versuch sowohl Radium C wie Radium B seitens der Platte ausgestrahlt wurde.

Das ist ein einigermaßen unerwartetes Ergebnis, denn wenn nicht α-Teilchen bei der Umwandlung von Radium B in Radium C ausgesandt werden, so läßt sich dieses Ergebnis nur durch die Annahme erklären, daß das Radium C infolge Rückstoßes bei der Aussendung eines β-Teilchens von der Platte fortgeschleudert wurde. Es war daher notwendig, diesen Punkt eingehender zu untersuchen, ehe diese Erklärung als richtig angenommen werden konnte.

Wir stellten deshalb einen dem eben geschilderten ähnlichen Versuch an, bei dem wir die Platte D statt 10 Minuten nahezu 3 Stunden lang der Emanation aussetzten. Unter diesen Verhältnissen war die Menge Radium B auf der Platte im Vergleich zu der Menge Radium A viel größer, und die darauf für die Aktivität an der Scheibe E erhaltene Kurve mußte noch tiefer unter die theoretische Kurve fallen als Kurve II. Wie Kurve III in Fig. 7 zeigt, ist das tatsächlich der Fall.

Wenngleich diese Versuche kaum noch einen Zweifel darüber lassen, daß seitens einer Platte auf der sich Radium B abgeschieden hat, Radium C durch ein Vakuum gesandt wird, so erschien es doch wünschenswert, über diesen Punkt nähere Aufschlüsse zu erhalten. Wir setzten deshalb die Platte D nochmals etwa $2^1/_2$ Stunde lang der Emanation aus, entfernten sie dann von der Emanation und hielten sie 19 Minuten lang in einem Vakuum, um die ihr anhaftende Emanation zu beseitigen. Während dieser Zeit war das Radium A auf der Platte praktisch vollständig abgeklungen. Dann brachten wir die Platte D an ihren Platz unter der Scheibe E und entlufteten das Gefäß. Nach weiteren 50 Minuten nahmen wir die Scheibe E heraus und untersuchten sie während der nächstfolgenden Stunde. Es fand sich, daß sich auf ihr reines Radium C abgesetzt hatte, denn in diesem Falle nahm die Aktivität sogleich nach einem Exponentialgesetz mit der Zeit ab und sank in 19 Minuten auf die Hälfte des ursprünglichen Wertes (vgl. Fig. 8 und Tabelle VII).

Tabelle VII.

Zeit nach dem Herausnehmen der Scheibe, in Minuten	Aktivität	Logarithmus der Aktivität
1	90,5	1,957
2	88,6	1,947
3	85,6	1,932
4	81,0	1,908
5	77,3	1,888
6	74,5	1,872
7	74,2	1,870
$9^1/_2$	64,8	1,812
11	63,9	1,806
12	60,1	1,779
13	57,7	1,761
14	57,1	1,757
15	54,6	1,737
18	47,8	1,679
19	45,3	1,656
21	43,8	1,642
23	40,4	1,606
28	33,5	1,525
30	30,9	1,490
32	30,1	1,479
34	28,2	1,450
36	28,0	1,447
39	24,6	1,391
40	23,2	1,366
42	21,4	1,330
46	19,2	1,283
49	17,8	1,250
51	15,7	1,196

Wir sehen also, daß eine Scheibe, die wir im Vakuum einer Platte gegenüberstellen, auf der sich nur Radium B und Radium C befinden, sich auf ihrer der Platte zugekehrten Seite mit einem Niederschlag von reinem Radium C bedeckt. Das kann nur dadurch erfolgen, daß beim Zerfall des Radium B die Radium C-Atome auf die Scheibe geschleudert werden. Zweifellos wird der Scheibe auch Radium D zugeschleudert, aber dessen Abfall erfolgt jedenfalls

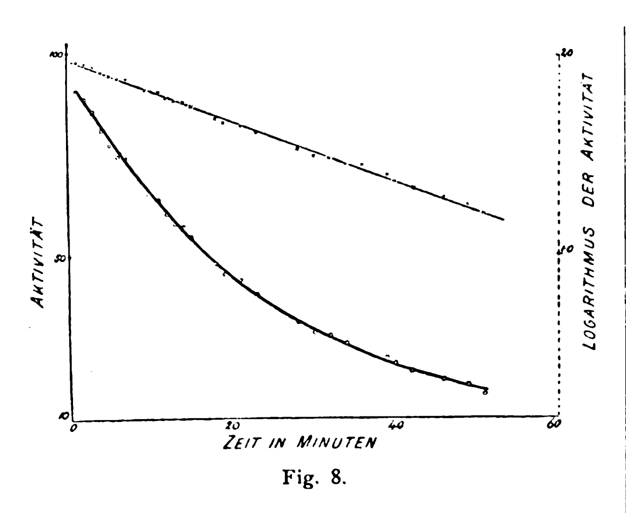


Fig. 8.

zu langsam, um die Beobachtungen zu beeinflussen.

Da der Rückstoß des Radium *C* bei seiner Entstehung aus Radium *B* von der Emission eines Elektrons herrührt, und nicht, wie der Rückstoß des Radium *A* oder des Radium *B*, von der Emission eines α-Teilchens, so werden wir erwarten, daß die Geschwindigkeit, mit welcher ein Radium *C*-Atom durch ein Vakuum geschleudert wird, sehr viel geringer sein wird als die eines Radium *A*- oder eines Radium *B*-Atoms. Die Fähigkeit des Radium *C*-Atoms, Materie zu durchdringen, wird daher entsprechend geringer sein als das für Radium *A* und Radium *B* gefundene Durchdringungsvermögen. Um diesen Punkt zu untersuchen, haben wir ein paar Versuche angestellt. Die Platte *D*, auf der Radium *B* und Radium *C* niedergeschlagen worden waren, wurde, wie bei den früheren Versuchen, 1 cm unterhalb der Scheibe *E* angebracht und diese somit dem Bombardement seitens des von der Platte *D* ausgehenden Radium *C* ausgesetzt. Statt in dem höchsten erreichbaren Vakuum zu arbeiten, ließen wir zwischen der Platte *D* und der Scheibe *E* etwas Luft. Auf diese Weise wurde ein Teil der von der Platte *D* ausgehenden Strahlung abgeschnitten, und die Scheibe *E* wurde weniger stark aktiv als in einem vollkommenen Vakuum. Wenn zwischen den 1 cm voneinander entfernten Platten Luft unter einem Drucke von 0,14 mm Quecksilber vorhanden war, so wurde die Strahlung auf etwa den zehnten Teil herabgedrückt. Wir stellten weitere Beobachtungen bei verschiedenen Drucken an, haben aber das Gesetz der Absorption noch nicht mit irgendwelcher Genauigkeit festzustellen vermocht.

Zusammenfassung.

Die Hauptergebnisse, zu denen wir in der vorliegenden Arbeit gelangt sind, lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Wenn man Radiumemanation, die mit ihren Zerfallsprodukten im radioaktiven Gleichgewicht steht, auf dem Boden einer entlufteten und in flüssige Luft eintauchenden Röhre kondensiert, so werden Teilchen aktiven Niederschlags nach oben hin in die Röhre ausgestrahlt. Diese Erscheinung wird dem Rückstoße zugeschrieben, die der Atomrest erfährt, wenn ein α-Teilchen ausgesandt wird.

2. Wir haben das Gesetz für die Absorption dieser Strahlung sowohl in Luft als auch in Wasserstoff bestimmt. Die Strahlung, welche zu einer in festem Abstande von der kondensierten Emanation befindlichen Fläche gelangt, ist eine Exponentialfunktion des Gasdruckes.

3. Aus der Abklingungsgeschwindigkeit der Aktivität, die sich auf einer Fläche angesammelt hat, welche der von der Emanation ausgehenden Strahlung ausgesetzt gewesen ist, geht hervor, daß sowohl Radium *A* als auch Radium *B* auf die Fläche gelangen.

4. Radium *B* und Radium *C* werden beide von einer Fläche aus durch ein Vakuum ausgestrahlt, wenn diese Fläche zuvor dadurch aktiv gemacht worden ist, daß sie der Emanation ausgesetzt worden war. Nimmt man an, daß Radium *B* nur β-Teilchen aussendet, so muß die Radium *C*-Strahlung von dem Rückstoße herrühren, den die Atome erleiden, wenn β-Teilchen ausgesandt werden.

Herr Professor Rutherford hat unsere Arbeit wesentlich gefördert, indem er uns in liebenswürdigster Weise die für die vorliegenden Versuche erforderliche Emanation zur Verfügung gestellt hat. Wir ergreifen gern diese Gelegenheit, um ihm unseren herzlichen Dank zum Ausdruck zu bringen.

Manchester, 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 9. April 1909.)

Die Absorption der γ-Strahlung des Radiums durch Blei.

Von Y. Tuomikoski.

Die ersten Messungen über die Absorption der γ-Strahlen wurden von Rutherford[1]) ausgeführt. Es stand für diese Versuche nur ein sehr schwaches Radiumpräparat zur Verfügung, so daß sich die Absorptionsmessungen nur auf Bleischichten von geringer Dicke erstreckten. Es ergab sich eine nahezu exponentielle Abnahme der Strahlung mit wachsender Schichtdicke. Weitere Messungen wurden von Mc

1) Rutherford, diese Zeitschr. **8**, 517, 1902.



Clelland[1]), Wigger[2]) und Eve[3]) ausgeführt. Ihre Versuche zeigten, daß das Exponentialgesetz nur für die Strahlung gilt, die bereits 1—2 cm Blei durchdrungen hat, während anfangs die Abnahme schneller erfolgt. Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht über die Resultate, soweit sie bis jetzt vorliegen.

Beobachter	Dicke der durchstrahlten Schicht in cm	λ cm^{-1}
Rutherford	0,72—2,5	0,77
Mc Clelland	0,8 —1,05	0,641
	1,05—1,3	0,563
	1,3 —1,8	0,480
	1,8 —2,3	0,440
Wigger	2,8 —4,93	0,241
Eve	0,64—1,21	0,57
	1,21—1,79	0,56
	1,79—2,36	0,46
	2,4 —3,0	0,46

Die im folgenden beschriebenen Versuche bezweckten, die Gültigkeit des Exponentialgesetzes zu prüfen für die Strahlung, die bereits größere Bleischichten durchdrungen hat.

Für die Messungen wurde ein Goldblattelektroskop verwendet, dessen Gehäuse aus Aluminium von 1,5 mm Wandstärke bestand. Bernstein diente zur Isolation des Goldblatts. Die Luft innerhalb des Gehäuses wurde durch Phosphorsäure trocken gehalten, die sich auf einem Uhrglas im Gehäuse des Elektroskops befand. Es verringerte diese Maßregel die natürliche Zerstreuung ganz beträchtlich. Sie betrug während mehrerer Monate nahezu unverändert 0,2 Teilstriche pro Minute. Das Elektroskop war von einem 3 mm dicken Bleimantel umgeben, wodurch alle β-Strahlen und der größte Teil der Sekundärstrahlung abgehalten wurde. Infolgedessen war die am Elektroskop gemessene Ionisation fast ausschließlich durch die primäre γ-Strahlung und die von den Aluminiumwänden herrührende Sekundärstrahlung erzeugt.

Um zu prüfen, ob diese Sekundärstrahlung die Werte des Absorptionskoeffizienten beeinflußt, wurden einige Versuche mit einem Elektroskop, dessen Wände aus Blei bestanden, ausgeführt. Es wurden bei Verwendung dieses Elektroskops Werte erhalten, die mit den mittels des Aluminiumelektroskops ausgeführten Messungen völlig übereinstimmten.

Als Strahlenquelle diente Radiumemanation, die in ein Glasrohr eingeschlossen war. Der Maximalwert entsprach 125 mgr *Ra Br*$_2$. Diese Strahlenquelle, die Herr Professor Rutherford mir für diese Versuche gütigst zur Verfügung stellte, ließ noch meßbare Wirkung durch 19 cm Blei erkennen.

Zur Absorption waren Bleiplatten von 2 und 3 mm Dicke verwendet. Die Dimensionen der Platten waren so groß, daß keine Strahlung in das Elektroskop gelangen konnte, die nicht die Bleiplatten passiert hatte.

In welcher Weise der Sättigungsstrom im Elektroskop mit zunehmender Bleidicke abnahm, ist aus der folgenden Tabelle ersichtlich. Die Stromstärke für die Strahlung, die 0,3 cm passiert hat, ist willkürlich gleich 100 gesetzt.

Schichtdicke des Bleis in cm	Stromstärke
0,3	100
1	61,6
2	33,1
3	19,9
4	11,7
5	7,07
6	4,26
7	2,57
8	1,62
9	1
10	0,63
11	0,39
12	0,30
13	0,20
14	0,11
15	0,07
16	0,05
17	0,04
18	0,03
19	0,02

Man ersieht, daß die Strahlungsintensität durch 19 cm Blei auf $\frac{1}{5000}$ des Wertes gesunken ist, der bei einer Schichtdicke von 0,3 cm erhalten wird.

Der Absorptionskoeffizient berechnet sich aus der Gleichung

$$\frac{J_2}{J_1} = e^{-\lambda(d_2 - d_1)},$$

wobei J_1 und J_2 die Strahlungsintensitäten nach der Durchdringung von Bleischichten von der Dicke d_1 bzw. d_2 bedeuten.

Die Werte, die sich für λ ergaben, sind:

Schichtdicken von Blei in cm	λ cm^{-1}
0,4—1,0	0,70
1,0—2,2	0,58
2,2—5,4	0,52
5,4—12,0	0,50
12,0—15,8	0,39
15,8—18	0,25

Es ergibt sich aus den Versuchen, daß die Strahlung nach Durchdringung einer beträchtlichen Bleischicht nicht exponentiell mit wachsender Schichtdicke abnimmt. Wie die beigefügten Kurven zeigen, erfolgt die Abnahme nach den ersten 1,5 cm Blei nahezu exponentiell bis

1) Mc Clelland, Phil. Mag. **8**, 70, 1904.
2) Wigger, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **2**, 391, 1905.
3) Eve, diese Zeitschr. **8**, 183, 1907.

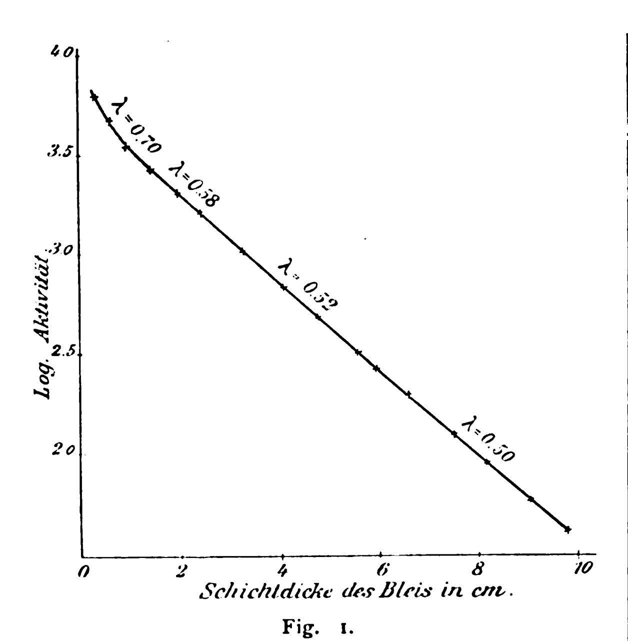


Fig. 1.

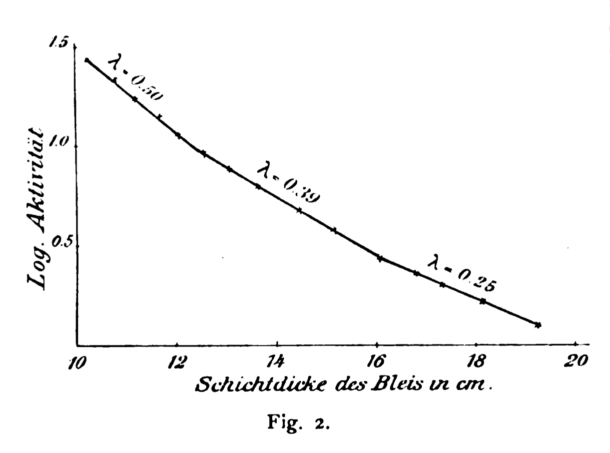


Fig. 2.

zu einer Schichtdicke von 12 cm. Innerhalb dieses Bereiches hat λ Werte von 0,52—0,50. Der spätere Verlauf der Kurve zeigt zwei deutliche Wendepunkte, den ersten bei einer Schichtdicke von 12 cm, den zweiten bei einer von 15,7 cm. Die diesbezüglichen Werte von λ sind 0,37 und 0,25.

Der Effekt, der durch 18,8 cm Blei hindurch erhalten wurde, ließ sich nicht mehr genau messen. Doch scheint der Absorptionskoeffizient noch weiterhin abzunehmen. Ich hoffe durch weitere Versuche diesen Punkt noch aufzuklären.

Die Erscheinungen, die bei der Sekundärstrahlung der γ-Strahlen von Radium beobachtet werden, haben mehrere Beobachter zu der Annahme veranlaßt, daß die γ-Strahlung aus Gruppen verschiedener Strahlen bestünde. So nimmt Kleeman[1]) drei verschiedene Strahlengruppen an, während Madsen[2]) zwei annimmt; dieser Beobachter gibt als Absorptionskoeffizienten für die weichere Strahlung 1,35 und für die härtere 0,32. Die Übereinstimmung der letzten Zahl mit denen, die sich durch die vorliegenden Versuche ergaben, ist wohl nur zufällig, da die Gruppen mit den Koeffizienten 0,39 und 0,25 nur etwa 0,1 Proz. der Gesamtintensität der γ-Strahlung ausmachen.

Weitere Versuche über die Absorption der γ-Strahlung durch andere Substanzen sind im Gange.

Herrn Professor Rutherford bin ich für die Anregung zu diesen Versuchen und für seine liebenswürdige Unterstützung bei ihrer Ausführung zu Dank verpflichtet.

Manchester, März 1909, Physikalisches Laboratorium der Universität.

(Eingegangen 2. April 1909.)

1) Kleeman, Phil. Mag. **14**, 618, 1907 u. **15**, 638, 1908.
2) Madsen, Phil. Mag. **17**, 423, 1909.

Freiwillige Leitfähigkeit des dunklen Natriumdampfes und Beziehung zwischen Ionisation der Gase und der Absorption ihres Linienspektrums.

Von Christian Füchtbauer.

(Vorläufige Mitteilung.)

Seit der Entdeckung des Dopplereffektes der Kanalstrahlen durch Stark liegt es nahe, anzunehmen, daß positive Atomionen die Träger der Emission und folglich auch der Absorption des Linienspektrums sind. So erklärt sich die Selbstumkehr der Linien aus der Absorption durch nicht oder schwächer leuchtende Ionen.

Deshalb dachte ich, wenn man die Zahl dieser absorbierenden Ionen durch elektrische Methoden bestimmen könnte, würde man ein ganz neues experimentelles Bestimmungsstück für die Dispersionstheorie gewinnen. Vor zwei Jahren habe ich daher versucht, die Entladung durch Wasserstoff in eine Form zu bringen, in der er gleichzeitig das Linienspektrum absorbiert und eine Bestimmung der Ionenzahl zuläßt. Dies war nicht möglich, weil in dem von Flaschenentladungen durchsetzten Gas — nur in diesem Zustand zeigt Wasserstoff gute Absorptionslinien — keine Messung der Leitfähigkeit ausführbar ist, auch keine annähernd richtige Schätzung.

Ich habe mich nun dem nichtleuchtenden Natriumdampf zugewandt. Bei diesem konnte ich schon bei 190° Absorption der D-Linien beobachten und schloß daraus, daß etwa von dieser Temperatur ab eine noch unbekannte durch keinerlei äußeren Ionisator veranlaßte Leitfähigkeit nachweisbar sein müsse. — Das war in der Tat der Fall. Mißt man nun diese Leitfähigkeit (im Gebiet der Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes), so kann man mit

Hilfe einer Annahme der Beweglichkeiten die Ionenzahl im Kubikzentimeter bestimmen, oder man kann vielleicht auch direkt durch kurze Anlegung einer Spannung (Pendelunterbrecher) ballistisch die Ionenzahl erhalten. Bestimmt man andererseits aus optischen Messungen die Zahl die D-Linien absorbierender Elektronen im Kubikzentimeter, so kann man prüfen, ob positive Atomionen die Träger dieser Elektronen sind oder ob eine kompliziertere Auffassung nötig ist[1]).

Qualitative Leitfähigkeitsmessung.

Da oberhalb 200°, zumal im Natriumdampf, wohl kein Material mehr vorzüglich isoliert, wollte ich innerhalb des Ofens kein festes Isolationsmaterial verwenden. Weil aber ein solcher Apparat später zu quantitativen Messungen dienen sollte, wurde der Kunstgriff angewandt, daß die Elektrode durch eine möglichst enge Röhre nach außen geführt ward, wo sie dann mit Bernstein isoliert werden konnte. Die Destillation des Natriumdampfes bei dem herrschenden sehr kleinen Dampfdruck, war infolge dieser Einrichtung wohl sehr gering.

Den Apparat zeigt die Figur. An das Glasrohr AB (3 cm weit, 8 cm lang) ist das etwas engere Glasrohr BC angesetzt. In dieses ist bei C das eingestülpte Glasrohr CDE eingekittet. In das letztere ist ein Bernstein E gekittet, der die Nickelelektrode N am Stift L hält. Das enge Rohr a verhindert ein zu schnelles Destillieren des Natriumdampfes nach der kalten Seite zu. Die Kapillare K führt zu einem Glashahn, einem Entladungsrohr zum Prüfen des Vakuums und einem zweiten Hahn, hinter dem die Ölpumpe kam.

Da im Ofen das Glas leitend wird und dann die Spannung des Heizstromes des elektrischen Ofens nach innen gelangen kann, muß das Feld durch Metallbelegungen überall definiert sein. Deshalb sind alle Teile links bis zur Stelle Q innen versilbert und umschließen so als äußere Elektrode die innere Elektrode N. Mittels des eingeschmolzenen Platindrahtes S wurden Akkumulatoren an die äußere Elektrode (Versilberung des Innern des Rohres AB) angelegt. RC sowie CDE waren innen gleichfalls versilbert und zwar zur Erde abgeleitet. In diesem versilberten Schutzring steckte also der Bernstein E. Lediglich der Ring QR war nicht versilbert, um die Spannung führende äußere Elektrode von der geerdeten Versilberung zu isolieren. Damit nicht etwa geschmolzenes Natrium die isolierende Stelle QR überbrücken könne, war der Durchmesser des Rohres AB etwas weiter genommen als der des anstoßenden Rohres.

Versuche.

Zunächst wurde mit der absolut dicht befundenen Röhre ein sorgfältiger Versuch ohne Natrium gemacht. Die ausgepumpte Röhre steckte etwa bis T im Ofen. Der Ofen hatte innen ein dickes Kupferrohr, so daß die Temperatur sehr gut definiert war. Die Isolation war sehr gut. Das Elektrometer gab 2000 Skt. pro Volt. Nach Anlegen der Akkumulatoren (deren anderer Pol mit dem Elektrometergehäuse usw. verbunden war) an S wurde die Erdleitung des Meßquadranten aufgehoben. Von 240° an war ein Wandern des Elektrometers im Sinn der angelegten Spannung zu beobachten. Der Ausschlag pro Minute verminderte sich aber sehr stark, nach Erhitzen auf 320°. Bei 250° zeigte nunmehr, nach dem höheren Erhitzen, das Elektrometer keinen Strom mehr an, bei Temperaturen über 250° einen viel schwächeren als vorher. Die Isolation aller mit dem Meßquadranten verbundenen Teile gegen Erde (bzw. gegen die geerdeten Versilberungen) erwies sich auch bei der hohen Temperatur als vollkommen dadurch, daß der Ausschlag über die ganze Skala der Zeit proportional war.

Diesen Ausschlag beim bloßen Erhitzen halte ich für bedingt durch die Ionisation, die man z. B. bei ziemlich schwach erhitzten Platindrähten beobachtet. Dafür spricht seine Abhängigkeit von der Gasbeladung der Metalle (Nickel und Silber), die natürlich durch das Erhitzen im Vakuum vermindert wird. Silber muß den Effekt stark zeigen, weil es viel Sauerstoff gelöst enthält (3/4 Volum bei Zimmertemperatur).

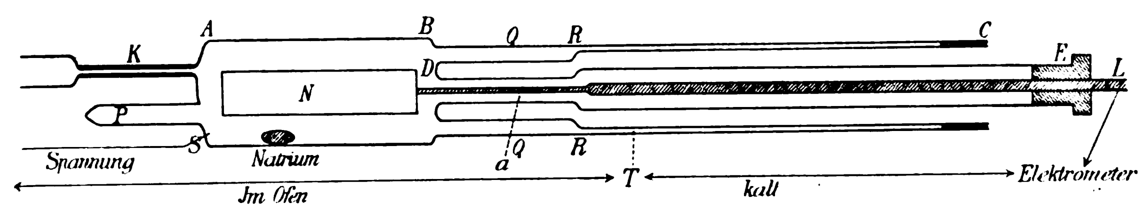


Fig. 1.

1) Vgl. auch die Versuche von G. A. Schott, Nature **75**, 271, 461. Dieselben beziehen sich jedoch im Gegensatz zu den meinigen auf viel höhere Temperaturen, wo auch andere Körper Ionen entwickeln. Quantitativ sind dieselben wohl schwer auszubilden, was auch nicht versucht wurde.

Nun wurde abgekühlt, durch Rohr *P* Natrium eingeführt, *P* wieder zugeschmolzen und mit der Ölpumpe evakuiert. Von 210⁰ an war ein starker Strom am Elektrometer bemerkbar. Es wurde schnell gemessen, weil das Springen der vom Natrium angegriffenen Röhre befürchtet wurde (es erfolgte in der Tat beim zweiten Erhitzen der Röhre). Deshalb war kein Gleichgewicht in der Verteilung des Natriumdampfes eingetreten und die Leitfähigkeit war anders, wenn die äußere Elektrode — als wenn sie + war. Ich teile wenig Zahlen mit, weil die Versuche gegenwärtig in einem reinen Metallgefäß wiederholt werden, wo die Einstellung des Gleichgewichts abgewartet werden kann. Versuche im Metallgefäß sind schon darum nötig, weil bis dahin der allerdings unwahrscheinliche Einwand gemacht werden kann, daß die Leitfähigkeit nicht dem Natrium für sich, sondern der Reaktion Natrium-Glas angehört. Allerdings war keine Schwärzung des Glases sichtbar.

Die weiter mitgeteilten Beobachtungen sind nach dem Erhitzen auf 330^0 erhalten; das Erhitzen war nach obigem notwendig, um die Leitfähigkeit ohne Natrium so stark herabzudrücken, daß sie bei den Temperaturen der Beobachtung nicht mehr zu bemerken gewesen wäre. Nach dem Erhitzen war der Strom bei einer bestimmten Temperatur viel größer als vorher, weil offenbar erst jetzt das Natrium überall hingekommen war. Ohne Natrium war die Leitfähigkeit nachher kleiner als vorher. Schon hieraus erhellt, daß sie vom Natrium herrührt. Überdies war sie auch, bei den Temperaturen, wo sie ohne *Na* meßbar gewesen wäre, mit *Na* von ganz anderer Größenordnung.

Es wurde indes nahezu ein Sättigungsstrom erreicht in dem Bereich, wo die Leitfähigkeit nicht zu groß war. Da der Dampfdruck schätzungsweise nur einige Zehntel Millimeter beträgt, ist ein vollkommner Sättigungsstrom nicht zu erwarten (die Versuche mit Gasfüllung mußten wegen Springens der Röhre verschoben werden). Die nebenstehende Kurve entspricht $233{,}8^0$, also einer Temperatur, wo ohne Natrium überhaupt kein Ausschlag mehr erhalten wurde. Die herausgegriffene Kurve zeigt den für die Gasleitung charakterischen Verlauf; zuerst sehr deutlich, Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes (bei 2—6 Volt), dann ein sehr flacher Teil (von 16—24 Volt Anstieg des Stromes nur um $^1/_{15}$), dann starkes Anwachsen. Das Anwachsen wurde bis 72 Volt verfolgt. Ich gebe noch ein Beispiel für den Anstieg des Sättigungsstromes mit der Temperatur (natürlich nur zur ungefähren Orientierung) bei —24 Volt.

234^0 10 Skt. in 7,5 Sek.
220^0 10 „ „ 23 „

Also für 14^0 auf das Dreifache.

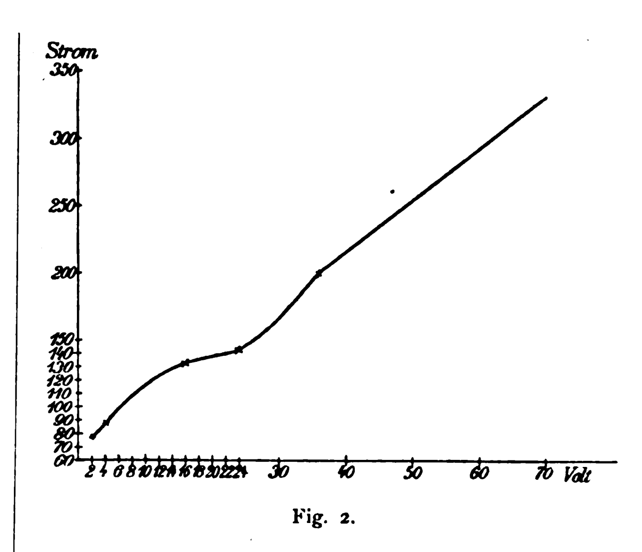


Fig. 2.

Das ist eine zusammengesetzte Größe. Erst wenn ich im Besitz von Dampfdruckkurven bin, kann ich die Abhängigkeit des Sättigungsstromes von der Temperatur, auf gleichen Dampfdruck bezogen, berechnen, was von großem Interesse ist.

Wenn man extrapoliert, so findet man, daß oberhalb 380^0 etwa die Leitfähigkeit mit dem Galvanometer meßbar wird. Man würde also in einem stark, etwa auf beginnende Rotglut, erhitzten Rohr äußerst große Ströme messen können. Aber für einen einwandfreien Nachweis der Erscheinung wären solche Messungen völlig wertlos, weil man nie wüßte, ob nicht das glühende Rohr allein schon die Ionen erzeugt; vor allem aber ist meine Anordnung darauf eingerichtet, Spuren von Gasen, die mit dem Natrium reagieren könnten, auszuschließen, während im glühenden Metallrohr, wo das unmöglich ist, einfach der nämliche Prozeß stattfindet wie in der Natriumflamme.

Qualitativer Zusammenhang zwischen Absorption und Leitfähigkeit.

Der angenommene Zusammenhang zwischen Absorption und Leitfähigkeit hat also dazu gedient, eine durch keine äußere Einwirkung veranlaßte Leitfähigkeit bei einer Temperatur zu entdecken, wo man sie sonst nicht erwartet hätte. Die Absorption beobachtete ich März 1908 im Würzburger Institut mit folgender Anordnung: das Natrium befand sich in einem an der Ölpumpe evakuierten 15 cm langen Glasrohr, dessen Enden ich zur besseren Durchsicht kugelförmig aufgeblasen hatte. Als Lichtquelle diente eine Bogenlampe. Als die Röhre in einem durch Glasplatten verschlossenen elektrischen Ofen erhitzt wurde, konnte ich bei genügender Dispersion (zwei Flintprismen) die äußerst feinen dunklen Natriumlinien von 190^0 an beobachten. Diesmal war sicher durch Natrium veranlaßte Leitfähig-

keit von 199° an bemerkbar. Diese Übereinstimmung ist gerade deshalb bemerkenswert, weil bei anderen Stoffen bei ähnlichen Temperaturen keine Absorption der Linienspektren und entsprechend keine Leitfähigkeit vorhanden ist: Quecksilber zeigt keine Absorption der Linien und, nach Messungen von J. J. Thomson, Strutt, Schuster, keine Leitfähigkeit, die größer wäre als die der Luft.

Ich beabsichtige einerseits quantitativ durch elektrische Messungen die Ionenzahl zu bestimmen. Andererseits will ich die Elektronenzahl bestimmen, in erster Linie durch Messung der Absorption, dann auch der Dispersion und der magnetischen Drehung. Das „Halbwertsintervall" (Voigt) oder eine entsprechende Charakteristik für die Breite der Linie kann vielleicht gemessen werden durch Benützung der Spaltung von D_1 durch den Zeemaneffekt, und Messung der Absorption an den hierdurch bestimmten Stellen. Optische Messungen an dem dunklen Dampf von wohldefinierter Temperatur und Dichte haben überhaupt Vorzüge vor den bisher meist an der Natriumflamme ausgeführten.

Schluß.

Die Leitfähigkeit des dunklen Natriumdampfes ist unter zwei Gesichtspunkten wichtig:

1. Für die Frage nach den Trägern der Linienserien. 2. So wie Natrium absorbieren auch die anderen Alkalimetalle die Hauptserie bei tiefen Temperaturen. Ich schließe daraus, daß sie auch im Dampfzustand ionisiert sind. Quecksilber dagegen zeigt keine Leitfähigkeit und keine Absorption unter diesen Bedingungen (bei hohen Temperaturen wahrscheinlich beides). Also scheinen die stark elektropositiven Alkalimetalle auch im Gaszustand mehr als andere Stoffe zur Ionenbildung zu neigen, gerade wie in Lösungen. Die weiteren Versuche bezüglich der Abhängigkeit des Sättigungsstromes in den Dämpfen verschiedener Alkalimetalle von der Temperatur, die in Arbeit sind, werden zeigen, ob man es mit einer Ionisation „durch Temperatur" d. h. etwa durch den Stoß der stets vorhandenen negativen Ionen infolge der Wärmebewegung zu tun hat. Für die Alkalimetalle wäre dann eine besonders niedrige Ionisierungsspannung anzunehmen. Ich darf vielleicht darauf hinweisen, daß Stark bei Quecksilberdampf eine niedrigere Ionisierungsspannung als bei den metalloiden Gasen fand. Hier scheint also die Stellung in der Voltaschen Spannungsreihe ausschlaggebend zu sein. Die kleine Ionisierungsspannung wäre somit ein gut definiertes Charakteristikum der Metalle.

Bei dieser Gelegenheit möchte ich auf die Möglichkeit hinweisen, eine kürzlich von W. Wien[1]) aufgefundene Tatsache auf den Ionenstoß zurückzuführen. W. Wien zeigte, daß in einem Kanalstrahlenbündel ein Gleichgewicht besteht, das sich nach Ablenkung der ablenkbaren Ionen immer wieder herstellt. Die bewegten neutralisierten Teilchen verwandeln sich also immer wieder unter Beibehaltung ihrer Bewegung in geladene. Nun ist wohl für die Ionisierung durch Ionenstoß nur die Relativgeschwindigkeit zwischen Ion und neutralem Atom maßgebend. Somit müssen die ungeladenen Kanalstrahlenteilchen beim Zusammenstoß mit den stets vorhandenen negativen Elektronen ein Elektron abspalten.

Bisher wurde stets eine Ionisierung durch hohe Temperatur eingeführt und zum Teil auf Zusammenstöße neutraler Teilchen geschoben. Es scheint indes nie notwendig, dies anzunehmen (die Möglichkeit soll nicht geleugnet werden), da man stets den Zusammenstoß zwischen Molekül und Elektron (das infolge des Radiums stets überall vorhanden ist) dafür verantwortlich machen kann.

Dem Vorstand des theoretisch-physikalischen Instituts der Universität Leipzig, Herrn Prof. Des Coudres, möchte ich für die weitgehende Unterstützung, die er dieser Arbeit durch gütige Gewährung der Mittel angedeihen ließ, meinen wärmsten Dank aussprechen.

Leipzig, Theoretisch-physikalisches Institut, 3. Mai 1909.

1) Ann. d. Phys. **27**, 1025, 1908.

(Eingegangen 4. Mai 1909.)

Die Verwendung des Zinksulfids für die Braunsche Röhre.

Von F. Giesel und J. Zenneck.

Ein gewisser Mangel der Braunschen Röhre in der bisherigen Ausführung besteht darin, daß die Lichtstärke der für die Röhre gebrauchten lumineszierenden Substanzen für photographische Momentaufnahmen nicht ausreicht, wenn es sich um verhältnismäßig rasch veränderliche Ströme handelt. Man kann diesem Mangel wohl abhelfen, indem man durch besondere Anordnungen dafür sorgt, daß der Fleck[1]) auf dem Schirm der Braunschen Röhre oder wenigstens sein Bild[2]) auf der photographischen Platte die Stromkurve mehrfach durch-

1) J. Zenneck, Wied. Ann. **69**, 838, 1899; L. Mandelstam, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **1**, 124, 1907 u. im Prinzip dieselbe Methode bei D. Roschansky, diese Zeitschr. **9**, 627, 1908.

2) E. E. Seefehlner, Optische Methoden zu Wechselstromuntersuchungen. Wien 1900. J. Zenneck, Ann. d. Phys. **20**, 584, 1906.



läuft. Aber die dafür vorgeschlagenen Anordnungen sind nicht immer einfach, nicht immer verwendbar und es ist in vielen Fällen (z. B. bei der Entladung von Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke) mit Schwierigkeiten verknüpft, die Vorgänge so regelmäßig zu gestalten, daß die Stromkurve stets in genau derselben Weise durchlaufen wird und somit keine störenden Unschärfen entstehen.

Günstiger würde es auf alle Fälle sein, wenn es gelänge, eine Substanz für den Schirm der Braunschen Röhre ausfindig zu machen, die Kathodenlumineszenz von viel größerer photographischer Wirksamkeit zeigte als die bisher benutzten.

Wir haben deshalb versucht, verschiedene lumineszierende Substanzen auf ihre Verwendbarkeit in der Braunschen Röhre zu prüfen

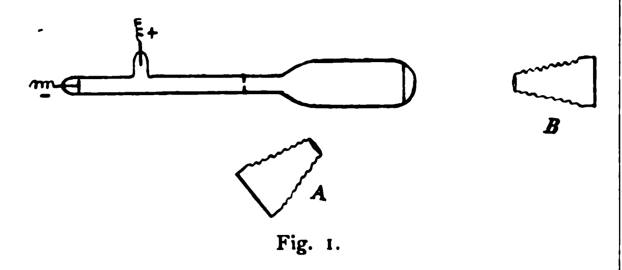


Fig. 1.

und insbesondere auch das Gieselsche Zinksulfidpräparat[1]), das sich für verschiedene andere Zwecke sehr gut bewährt hat[2]), zum Vergleich heranzuziehen.

Die Gesichtspunkte, die bei einem solchen Vergleich maßgebend sein müssen, sind wohl:

1. photographische Wirkung bei Aufsicht (Stellung A (Fig. 1) des Apparats).

2. photographische Wirkung bei Durchsicht (Stellung B (Fig. 1) des Apparats). Obwohl für Momentaufnahmen von Stromkurven wohl fast stets die Stellung A des Apparats gebraucht wird, kann doch für manche Fälle (Drehfelder, Charakteristik) die Stellung B notwendig werden. Nun verhalten sich die verschiedenen Substanzen für die Betrachtung in der Aufsicht und Durchsicht sehr verschieden; manche müssen in ziemlich dicker Schicht aufgestrichen werden, um in der Aufsicht genügend stark zu leuchten, sind dann aber in der Durchsicht fast unbrauchbar.

3. Helligkeit des Lumineszenzlichtes für das Auge. Bei gleicher photographischer Wirkung würde von zwei Substanzen diejenige vorzuziehen sein, die dem Auge heller erscheint und demnach zur Demonstration geeigneter ist.

4. Einfluß des Nachleuchtens.

5. Abgabe von Gasen und dadurch Verschlechterung des Vakuums.

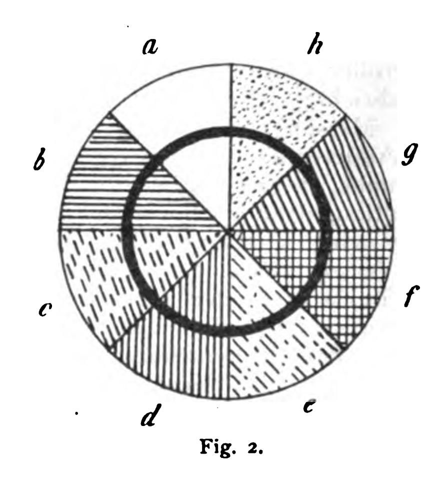


Fig. 2.

Das Verfahren bei der Prüfung nach 1. und 2. muß garantieren, daß die verschiedenen Substanzen, die verglichen werden sollen, unter genau denselben Umständen sich befinden. Es wurde dies in folgender Weise erreicht. Der kreisrunde Schirm der Braunschen Röhre wurde in Sektoren (Fig. 2) geteilt und jeder der Sektoren mit einer der Substanzen bestrichen. Auf das Kathodenstrahlenbündel ließen wir ein möglichst kreisförmiges Drehfeld wirken, so daß der Fleck mit gleichförmiger Geschwindigkeit den in Fig. 2 schwarz gezeichneten Kreis durchlief. Man brauchte



Fig. 3.

das Bild dann nur zu photographieren, um einen Maßstab für die photographische Wirkung der Lumineszenz bei den verschiedenen Substanzen zu haben.

Das Resultat solcher Aufnahmen zeigen die Fig. 3 und 4. die erstere bei Aufsicht (Stellung A

1) Dasselbe wird von der Chininfabrik Braunschweig, Dr. Buchler & Co., hergestellt.

2) Demonstration von ultravioletten und ultraroten Strahlen (F. Giesel, diese Zeitschr. **4**, 862, 1903); Verstärkungsschirm bei Röntgenaufnahmen (Danneberg, diese Zeitschr. **8**, 787, 1907); Nachweis von α-Strahlen bzw. Emanationen (F. Giesel, Ber. d. Deutsch. Chem. Ges. **35**, 3610, 1902 u. **36**, 729, 1903).





Fig. 4.



Fig. 5.

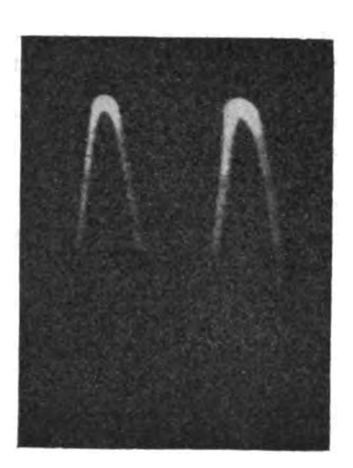


Fig. 6.

(Fig. 1) des Apparats), die letztere bei Durchsicht (Stellung B, (Fig. 1) des Apparats). Sie beweisen die Überlegenheit des Gieselschen Zinksulfids sowohl in der Aufsicht als in der Durchsicht[1]).

Die beiden Substanzen, die neben dem Zinksulfid in Fig. 3 und 4 liegen und ebenfalls leidliche photographische Wirkung ergeben, besitzen den Nachteil ganz geringer Wirkung auf das Auge. Dasjenige Präparat (wohl Schwefelkalzium), mit dem die Braunschen Röhren der Firma Dr. Geißlers Nachfolger (F. Müller[2])) in der letzten Zeit versehen wurden, — es befand sich auf dem den Zinksulfid gegenüberliegenden Sektor —, steht in der Helligkeit für das Auge dem Zinksulfid kaum nach, liefert aber auf den nicht orthochromatischen empfindlichen Platten ganz geringe Wirkung. Der Unterschied zwischen diesen beiden Präparaten wird sehr viel geringer, wenn man orthochromatische, gut gelb und grün empfindliche Platten verwendet (Fig. 5, Perorthoplatte von Perutz). Allein diesem Umstand ist wenig Gewicht beizulegen. Diese Platten besitzen im Verhältnis zu den hochempfindlichen gewöhnlichen Platten sehr viel geringere Allgemeinempfindlichkeit und kommen deshalb für Momentaufnahmen im vorliegenden Fall wenig in Betracht.

Da das Zinksulfid stark nachleuchtet, so lag der Verdacht vor, daß dieses Nachleuchten stören könnte. Die obenstehende Momentaufnahme (Fig. 6) der Stromkurve[3]) eines Wechselstromes von 50 Perioden zeigt aber, daß das Nachleuchten dafür nichts schadet; seine Helligkeit scheint unmerklich gering zu sein gegenüber der Helligkeit, während der Schirm von den Kathodenstrahlen getroffen wird.

1) Das Zinksulfid befindet sich in Fig. 3 oben rechts, in Fig. 4 oben links. — Unter den Substanzen, mit denen die übrigen Sektoren bestrichen waren, befand sich auch das Kalziumwolframat, das der eine von uns (J. Zenneck, l. c.) für die Braunsche Röhre empfohlen hatte.

2) Die zu den vorliegenden Versuchen benutzte Röhre wurde uns von dieser Firma freundlichst zur Verfügung gestellt.

3) Die andere Hälfte der Stromkurve lag auf dem Sektor mit Schwefelkalzium und ergab keine Wirkung auf die Platte.

Bezüglich der Gasabgabe war es bei der gewählten Anordnung nicht möglich, das Zinksulfid mit den anderen Präparaten zu vergleichen. Die Tatsache indes, daß das Vakuum in der Röhre sich ebensogut gehalten hat wie in anderen Braunschen Röhren[1]), schließt es aus, daß das Zinksulfid oder das zum Auftragen auf den Schirm notwendige Bindemittel in dieser Richtung unangenehme Eigenschaften besitzt.

1) Es ist unbedingt notwendig, die Röhren beim Evakuieren längere Zeit zu erhitzen.

Braunschweig, 28. März 1909, physik. Inst. der techn. Hochschule.

(Eingegangen 17. April 1909.)

Über die spezifische Geschwindigkeit der Ionen in flüssigen Dielektrikas.

Von Cäcilia Böhm-Wendt und E. v. Schweidler.

Durch Anwendung der für die Ionenleitung in Gasen geltenden Theorien auf die an einigen schlechtleitenden Flüssigkeiten (Petroleum, Petroleum-Hexanmischung, Olivenöl) empirisch beobachteten Erscheinungen hat der eine von uns[1]) bereits vor einigen Jahren die Summe der spezifischen Geschwindigkeiten der positiven und der negativen Ionen der Größenordnung nach ermittelt. Das damalige Resultat war, daß ein



1) E. v. Schweidler, Wien. Ber. 113, 881, 1904.

scharf definierter Wert für diese Größe nicht vorhanden ist, sondern daß — offenbar infolge Übereinanderlagerung der Wirkung von gleichzeitig vorhandenen Ionenarten mit verschiedenen Beweglichkeiten — experimentell nur Mittelwerte gefunden werden können, die je nach den Versuchsbedingungen variieren und die bei den obenerwähnten Flüssigkeiten zwischen den Grenzen von ca. $200 \cdot 10^{-7}$ und $1 \cdot 10^{-7}\ \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ lagen.

Eine bedeutende Vereinfachung der Methode der Berechnung erhält man bei der Untersuchung der Leitung, die in solchen Flüssigkeiten durch die Wirkung von Becquerelstrahlen hervorgerufen wird und die bereits von P. Curie[1]) und von G. Jaffé[2]) genauer untersucht wurde.

Theorie der Versuche.

a) Unter der vereinfachten Voraussetzung, daß durch Absorption von Becquerelstrahlen in der Flüssigkeit nur eine Gattung von Ionenpaaren erzeugt werde, erhält man folgende Gleichungen:

1. Bei Anwendung hinreichend kleiner Spannungen bleibt der beobachtete Strom ein Ohmscher und die hieraus berechnete Leitfähigkeit λ_0 ist (in stat. Einh.) gegeben durch:

$$\lambda_0 = n_0\, \varepsilon (u + v) = \sqrt{\frac{q}{\alpha}} \cdot \varepsilon (u + v),$$

wenn q die Anzahl der pro Volum und Zeiteinheit erzeugten Ionenpaare, ε die Ionenladung, $(u + v)$ die Summe der spezifischen Geschwindigkeiten der positiven und der negativen Ionen und α den Koeffizienten der Wiedervereinigung in der Formel $\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2$ bezeichnet.

2. Durch Anwendung hinreichend großer Spannungen erhält man den Sättigungsstrom:

$$S = q\, \varepsilon\, V,$$

wenn V das Volum des Stromfeldes bezeichnet.

3. Von P. Langevin[3]) wurde nachgewiesen, daß der Ausdruck:

$$\eta = \frac{K\alpha}{4\pi\, \varepsilon (u + v)} \leqq 1,$$

und zwar in dichten Gasen und Flüssigkeiten gleich eins wird. K ist hierbei die Dielektrizitätskonstante des betreffenden Mediums.

Aus der Kombination dieser drei Gleichungen ergibt sich:

$$(u + v) = \frac{4\pi}{K} \cdot \frac{\lambda_0^2 V}{S}$$

und daraus weiterhin die Werte für q und α.

b) Wie G. Jaffé[1]) experimentell gezeigt hat, entspricht die oben eingeführte vereinfachte Annahme nicht der Wirklichkeit. Die als Funktion der Spannung E dargestellte Stromstärke i läßt sich in zwei Bestandteile zerlegen:

$$i = i_1 + i_2 = f(E) + l \cdot E,$$

von denen der erste analog wie in Gasen asymptotisch einem Sättigungswerte zustrebt, während der zweite sich wie ein Ohmscher Strom verhält. Der erste Teil entspricht dem von relativ leicht beweglichen Ionen, der zweite dem von Ionen geringer Beweglichkeit getragenen Strome.

Die früher aufgestellten Gleichungen sind dann auf den Strom i_1 anzuwenden und liefern die Werte von $(u + v)$, α und q für die Ionen größerer Beweglichkeit.

c) Eine zweite Art der angenäherten Bestimmung von $(u + v)$ ergibt sich ohne Zuhilfenahme der Langevinschen Gleichung (3) aus der Bestimmung der Leitfähigkeit λ_0, des Sättigungsstromes S und des zeitlichen Stromverlaufes nach Entfernung der ionisierenden Strahlungsquelle.

Es werde zur Zeit $t = 0$ das ionisierende Präparat entfernt und damit $q = 0$; die Anzahl der in der Flüssigkeit pro Volumeinheit vorhandenen Ionen nimmt dann ab nach der Differentialgleichung:

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2 - \beta n,$$

wobei αn^2 die Wirkung der Wiedervereinigung, βn die durch den Strom selbst ausgeschiedene Ionenzahl darstellt, welche ja der Leitfähigkeit und somit der jeweilig vorhandenen Ionenzahl proportional ist.

Die Integration ergibt:

$$n = \frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{1}{C e^{\beta t} - 1}, \text{ wobei } C = 1 + \frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{1}{n_0}.$$

Bildet man nun den Ausdruck:

$$\Delta n = n_0 - n_t = -\int_0^t \frac{dn}{dt}\, dt,$$

so erhält man: $\Delta n = \Delta' n + \Delta'' n$, wobei:

$$\Delta' n = \int_0^t \alpha n^2\, dt \text{ und}$$

$$\Delta'' n = \int_0^t \beta n\, dt = \frac{\beta}{\alpha} \lg \text{nat} \frac{n_0 + \frac{\beta}{\alpha}}{n_t + \frac{\beta}{\alpha}}.$$

1) P. Curie, Compt. rend. **134**, 420, 1902.
2) G. Jaffé, Journ. de phys. (4) **5**, 262, 1906; Ann. d. Phys. **25**, 257, 1908 und **28**, 326, 1909.
3) P. Langevin, Compt. rend. **146**, 1011, 1908.

1) G. Jaffé, l. c.

Falls die obere Grenze t unendlich, also $n_t = 0$ wird, vereinfacht sich dies in:

$$\frac{\Delta'' n}{\Delta n} = \frac{1}{n_0} \frac{\beta}{\alpha} \lg \frac{n_0 + \beta/\alpha}{\beta/\alpha} = \frac{\beta n_0}{\alpha n_0^2} \lg \frac{\alpha n_0^2 + \beta n_0}{\beta n_0}.$$

Unter der Voraussetzung, daß zur Zeit $t = 0$ Ohmscher Strom vorhanden war, ist aber

$$\alpha n_0^2 = q = \frac{S}{\varepsilon V} \text{ und } \beta n_0 = \frac{i_0}{\varepsilon V}, \text{ somit ist}$$

$$\frac{\Delta'' n}{\Delta n} = \frac{i_0}{S} \lg\left(1 + \frac{S}{i_0}\right).$$

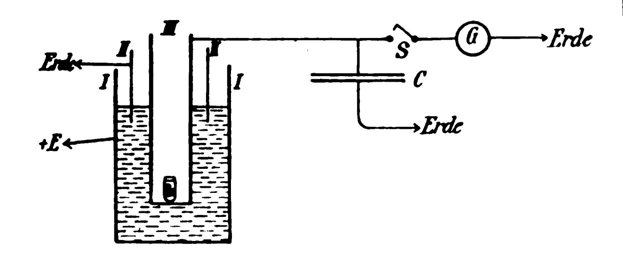
Dieser Ausdruck, seiner Natur nach ein echter Bruch, gibt an, welcher Bruchteil der ursprünglich vorhandenen Ionen an die Elektroden geführt wird. Beobachtet man also experimentell nach Entfernung des strahlenden Körpers das Stromintegral $Q = \int_0^\infty i\,dt$, so gibt das Produkt $Q \frac{\Delta n}{\Delta'' n}$ die Gesamtladung $n_0 \varepsilon V$ der zur Zeit 0 vorhandenen Ionen. Hieraus und aus $\lambda_0 = n_0 \varepsilon (u + v)$ berechnet sich dann die Summe der spezifischen Geschwindigkeiten.

Wenn die untersuchte Flüssigkeit auch ohne Einwirkung einer Strahlung eine merkliche Leitung zeigt, ist bei der Berechnung von $\int i\,dt$ nur der Überschuß des Stromes über den stationären Endwert einzusetzen.

Versuchsanordnung.

Die Flüssigkeit (Petroläther, Vaselinöl) befand sich zwischen zwei konzentrischen Hohlzylindern; das Stromfeld besaß ein Volum von 450 cm³ und eine Widerstandskapazität von $\frac{1}{128}$ cm^{-1}; die Elektrodendistanz betrug 2 cm.

Der äußere Zylinder I ist auf ein konstantes positives Potential E geladen, der Zylinder II ist dauernd geerdet und bildet in der üblichen Weise einen Schutzring; Zylinder III, die Kathode, ist im allgemeinen durch den Schlüssel S über das Galvanometer G zur Erde abge-



leitet, und dieses zeigt stärkere Ströme durch seinen Dauerausschlag an. Schwache Ströme werden ballistisch gemessen: der Schlüssel S wird während einer Zeit τ geöffnet und die parallel geschaltete Kapazität C, ein Glimmerkondensator von 1 Mikrofarad, wird mit der Elektrizitätsmenge $i\tau$ geladen; durch Schließen von S läßt sich $i\tau$ aus dem ballistischen Ausschlage des Galvanometers bestimmen. Die während der Unterbrechungszeit erfolgende Potentialzunahme der inneren Belegung beträgt nur Bruchteile eines Volt, die Potentialdifferenz zwischen I und III (mindestens 50 Volt) ist daher praktisch als unverändert zu betrachten. Wie Kontrollversuche zeigten, ist auch der Ladungsverlust im Kondensator selbst durch Leitung und Rückstandsbildung praktisch zu vernachlässigen.

Der Reduktionsfaktor des Galvanometers betrug (zufällig) $1{,}00 \frac{\text{st. E.}}{\text{mm}}$ für Dauerstrom und $4{,}00 \frac{\text{st. E.}}{\text{mm}}$ für ballistische Ausschläge.

Die radioaktiven Präparate wurden in den inneren Zylinder III gebracht.

Versuchsergebnisse.

A. Petroläther. Zunächst wurde unter Anwendung verschieden starker Radiumpräparate (Radium-Bariumchlorid in Quarz- oder Glasröhrchen eingeschlossen) die von ihnen bei kleinen Spannungen erzeugte Leitfähigkeit λ_0 berechnet. Da die Ionisierungsstärke q — abgesehen von der eventuell nicht gleichen Absorption der Strahlung in den verschiedenen Gefäßen, in welchen die Präparate eingeschlossen sind — dem Radiumgehalt m proportional ist, folgt, daß die erzielte Leitfähigkeit λ_0 proportional $\sqrt{m}$ sein soll.

Folgende Tabelle gibt eine Zusammenstellung von m, $\sqrt{m}$, λ_0 und dem — theoretisch konstanten — Quotienten $\frac{\lambda_0}{\sqrt{m}}$. Bei Präparat M0, dessen Radiumgehalt nicht bekannt war, bedeuten die eingeklammerten Werte die aus dem Mittelwerte von $\frac{\lambda_0}{\sqrt{m}}$ bei den drei ersten Präparaten berechneten Werte.

Präparat	m (in mg)	$\sqrt{m}$	λ_0 (in st. E.)	$\frac{\lambda_0}{\sqrt{m}}$
E1	15,3	3,91	$56 \cdot 10^{-3}$	$14{,}3 \cdot 10^{-3}$
E2	0,39	0,625	$8{,}8 \cdot 10^{-3}$	$14{,}1 \cdot 10^{-3}$
E3	0,041	0,202	$2{,}73 \cdot 10^{-3}$	$13{,}5 \cdot 10^{-3}$
M0	(8,4)	(2,90)	$40{,}6 \cdot 10^{-3}$	$(14{,}0 \cdot 10^{-3})$

Bei Anwendung von Präparat E3 ergab sich folgende Beziehung zwischen Spannung E und Stromstärke i bzw. Leitwert L:

E	i	L
50 Volt = 1/6 st. E.	$46{,}6 \cdot 10^{-3}$ st. E.	$280 \cdot 10^{-3}$ st. E.
100 „ = 1/3 „	$78{,}0 \cdot 10^{-3}$ „	$234 \cdot 10^{-3}$ „
200 „ = 2/3 „	$127 \cdot 10^{-3}$ „	$190 \cdot 10^{-3}$ „
300 „ = 1 „	$161 \cdot 10^{-3}$ „	$161 \cdot 10^{-3}$ „
2700 „ = 9 „	$280 \cdot 10^{-3}$ „	$31 \cdot 10^{-3}$ „

Hieraus berechnet sich durch Extrapolation für $i = 0 : L_0 = 350 \cdot 10^{-3}$, resp. $\lambda_0 = 2{,}73 \cdot 10^{-3}$ stat. Einh.

Setzt man den Sättigungsstrom $S = 280 \cdot 10^{-3}$ st. E., entsprechend dem bei hoher Spannung direkt beobachteten Werte, so ergibt die Formel:

$(u+v) = \frac{4\pi}{K} \cdot \frac{\lambda_0^2 V}{S}$ den Wert:

$$(u+v) = 0{,}076 \text{ st. E.} = 0{,}25 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}.$$

Offenbar ist aber hier der Wert von S zu hoch gegriffen, da im beobachteten Strom eine Übereinanderlagerung eines gesättigten und eines Ohmschen Stromes stattfindet, wie bereits früher erwähnt wurde. Eine untere Grenze für S ergibt sich aus der Annahme, daß der erste Bestandteil i_1 bei 300 Volt bereits gesättigt sei und die weitere Zunahme bei steigender Spannung nur vom Teile i_2 herrühre; man erhält so $S = 146 \cdot 10^{-3}$ st. E. und $i_2 = 15 \cdot E$.

In diesem Falle ist also S rund auf die Hälfte und damit $(u+v)$ auf das Doppelte des früheren Wertes zu korrigieren.

Das arithmetische Mittel dieser beiden Grenzfälle ($S = 210 \cdot 10^{-3}$) liefert dann:

$$(u+v) = 0{,}114 \text{ st. E.} = 0{,}38 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$$

und damit wenigstens die Größenordnung der spezifischen Geschwindigkeit der leichtbeweglichen Ionen, die in Petroläther durch die Radiumstrahlung erzeugt werden.

Für die Ionen der Elektrolyte in wäßrigen Lösungen berechnet man bekanntlich aus dem Äquivalentleitvermögen Werte von $0{,}2 \cdot 10^{-3}$ bis $4{,}0 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$, also derselben Größenordnung. Ebenso berechnet sich in derselben Weise wie oben aus von G. Mie[1]) mitgeteilten Beobachtungen über die elektrische Leitung in Äthyläther der analoge Wert:

$$(u+v) = 0{,}53 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}.$$

Über die spezifische Geschwindigkeit der Ionen des zweiten Typus, welche den Strom i_2 tragen, läßt sich aus diesen Versuchen nichts Bestimmtes aussagen.

Die obenerwähnte zweite Methode der Berechnung ergab folgende Resultate:

Das Präparat Mo lieferte eine Leitfahigkeit $\lambda_0 = 40{,}6 \cdot 10^{-3}$ st. E.; der Sättigungsstrom S konnte nicht direkt beobachtet werden, berechnet sich aber aus der Proportionalität mit dem Radiumgehalt m und aus dem für Präparat $E\,3$ angenommenen Mittelwerte $S = 210 \cdot 10^{-3}$ zu $\frac{8{,}4}{0{,}041} \cdot 210 \cdot 10^{-3} = 42$ st. E. (der Stromstärke).

1) G. Mie, Ann. d. Phys. **26**, 597, 1908.

Wurde bei einer Spannung von 300 Volt (beobachteter Strom $i_0 = 5{,}2$ st. E.) gleichzeitig mit der Entfernung des Radiumpräparates der Schlüssel geöffnet und nach einigen Minuten wieder geschlossen, so ergab sich ein ballistischer Ausschlag, der für die Größe $Q = \int i\,dt$ im Mittel den korrigierten (bez. stationären Endwertes) Wert von 42 st. E. (der Ladung) lieferte. Hieraus berechnet sich

$$n_0 \varepsilon V = Q \frac{S}{i_0 \lg\left(1 + \frac{S}{i_0}\right)} = 150 \text{ st. E.},$$

also $n_0 \varepsilon = 0{,}33 \frac{\text{st. E.}}{\text{cm}^3}$.

Hieraus und aus λ_0 erhält man dann:

$$(u+v) = 0{,}123 \text{ st. E.} = 0{,}41 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$$

in guter Übereinstimmung mit den Resultaten der ersten Methode.

Setzt man im Mittel für Petroläther $(u+v) = 0{,}12$ st. E., so ergibt sich $\alpha = 3{,}5 \cdot 10^{-10}$.

B. Vaselinöl. Diese Substanz ergab eine bedeutend geringere Leitfähigkeit; auch war innerhalb des verfügbaren Spannungsintervalles eine Abweichung vom Ohmschen Gesetze nicht zu konstatieren, daher auch der Sättigungsstrom nicht zu bestimmen, so daß die Anwendung der obigen Formeln undurchführbar wird.

Unter der Annahme, daß in erster roher Annäherung die Ionisierungsstärke desselben Radiumpräparates in Vaselinöl und Petroläther gleich sei, und mit Benützung der Langevinschen Gleichung ergibt sich, daß in den beiden Flüssigkeiten sei:

$$\lambda_0 : \lambda'_0 = \frac{(u+v)}{\sqrt{\alpha}} : \frac{(u'+v')}{\sqrt{\alpha'}} = \sqrt{(u+v)} : \sqrt{(u'+v')}.$$

Bei Verwendung des Präparates Mo war
in Petroläther $\lambda_0 = 41 \cdot 10^{-3}$ st. E.,
" Vaselinöl $\lambda'_0 = 4{,}7 \cdot 10^{-3}$ "

Es ist also $\frac{\lambda'_0}{\lambda_0} = 0{,}115$ und $\frac{(u'+v')}{(u+v)} = 0{,}013$, somit in Vaselinöl:

$$(u'+v') = 0{,}0016 \text{ st. E.} = 5{,}3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}.$$

Dementsprechend müßte auch der Koeffizient der Wiedervereinigung α rund 80 mal so klein sein wie in Petroläther, und es ist daher zu erwarten, daß bei Entfernung des Radiumpräparates die erhöhte Leitfähigkeit noch lange erhalten bleibt. In der Tat ergab sich 4 Stdn. nach Entfernung des Radiumpräparates noch ein merklich höherer Wert als der der Eigenleitfähigkeit des Vaselinöls entsprechende.

Wien, II. physikalisches Institut April 1909.

(Eingegangen 14. April 1909.)

Über eine Verallgemeinerung der Eulerschen Knickformel.

Von Max Born.

Einleitung. In meiner Dissertation[1]) habe ich unter anderem das Problem behandelt, die stabilen Gleichgewichtslagen eines als unendlich dünn und gewichtslos vorausgesetzten Drahtes zu finden, der an einem Ende festgeklemmt ist und am andern einen starren Körper trägt. Hierbei ergab sich speziell, daß bis zu einer gewissen Drahtlänge die geradlinige Form eine stabile Gleichgewichtslage ist, wenn der Schwerpunkt des starren Körpers auf dem Drahte oder seiner geradlinigen Verlängerung liegt; die Drahtlänge, bis zu der Stabilität vorhanden ist, wird durch Knickformeln gegeben, die die bekannte Eulersche als denjenigen Spezialfall enthalten, bei dem der Schwerpunkt des starren Körpers mit seiner Befestigungsstelle am Drahte zusammenfällt. Für diese Formeln will ich im folgenden eine direkte Ableitung geben und sie gleichzeitig auf einen früher unberücksichtigt gebliebenen Fall ausdehnen. Die Methode[2]) unterscheidet sich von der in der Dissertation angewandten durch folgendes: Die stabilen Gleichgewichtslagen entsprechen solchen Kurven, für die die potentielle Energie des Systems ein wirkliches Minimum hat; ob ein solches eintritt, darüber entscheidet hier wesentlich das Jacobische Kriterium der Variationsrechnung. Während die Anwendung desselben im Falle beliebiger elastischer Linien die Konstruktion der Enveloppe dieser Kurven notwendig machte, gelingt in dem einfachen Falle der geradlinigen Lösung die Integration der sog. Jacobischen Differentialgleichung, deren den Randbedingungen genügende Lösung durch die Strecken, in denen sie nicht durch Null geht, stabile Stücke der elastischen Linien definiert.

§ 1. Die potentielle Energie des belasteten Drahtes.

Wird ein im Verhältnis zu seiner Länge sehr dünner, vollkommen elastischer, isotroper Draht an dem einen Ende A eingeklemmt, während am andern B ein schwerer starrer Körper befestigt ist, dessen Schwerpunkt S auf der Tangente an den Draht in B liegt, so ist leicht einzusehen, daß als Gleichgewichtsfiguren nur elastische Linien in einer vertikalen Ebene in Betracht kommen; genau dieselben Formen nehmen auch elastische dünne Bänder an, die in analoger Weise belastet sind. Die Deformationsenergie der Längeneinheit eines solchen, in einer Ebene gebogenen Drahtes oder Bandes kann proportional dem Quadrate seiner Krümmung[1]) angesetzt werden, sobald seine in jener Ebene gemessene Querdimension gegen seine Länge zu vernachlässigen ist.

Ist also ds das Bogenelement, l die Länge, ϱ der Krümmungsradius des Drahtes, so wird seine potentielle Energie

$$U = \int_0^l \frac{A}{2} \frac{1}{\varrho^2} ds, \qquad (1)$$

wo die positive Konstante A die Biegungssteifigkeit mißt; sie hängt von der Form des (dünnen) Querschnitts ab.

Die Bogenlänge s wollen wir stets von dem belasteten Ende B des Drahtes an nach dem festgeklemmten A hin rechnen. Die wachsenden s entsprechende Richtung der Tangente an den Draht möge mit der nach oben weisenden Vertikalen den Winkel ϑ bilden, der längs des Drahtes eine Funktion von s ist. Sind dann x, y rechtwinkelige Koordinaten in der Vertikalebene, so ist bekanntlich

$$\frac{dx}{ds} = \cos\vartheta, \quad \frac{dy}{ds} = \sin\vartheta,$$

und die Krümmung:

$$\frac{1}{\varrho} = \frac{d\vartheta}{ds} = \vartheta'. \qquad (2)$$

Gegeben ist der Wert von ϑ am Ende A des Drahtes, d. h.

$$\vartheta(l) = \Theta. \qquad (3)$$

Wegen (2) läßt sich die Deformationsenergie durch ϑ ausdrücken, denn es wird:

$$U = \int_0^l \frac{A}{2} \vartheta'^2 ds. \qquad (4)$$

Aber auch die potentielle Energie des starren Körpers läßt sich durch den Winkel ϑ allein ausdrücken. Dabei sind zwei Fälle zu unterscheiden, je nachdem der Schwerpunkt S jenseits oder diesseits der Befestigungsstelle B liegt (Fig. 1 und 2).

Ist r der Abstand der Punkte B und S, P das Gewicht des starren Körpers, h die Höhe von B über der zu A gehörenden Horizontalen, endlich ϑ_0 der Winkel der Tangente in B mit der Vertikalen, so ist offenbar das Potential der Schwere

im Falle I: $V = P(h - r\cos\vartheta_0)$,
„ „ II: $V = P(h + r\cos\vartheta_0)$.

1) M. Born, Untersuchungen über die Stabilität der elastischen Linie in Ebene und Raum, unter verschiedenen Grenzbedingungen. Diss. Göttingen 1906.

2) Die übliche Ableitung der Eulerschen Knickformel stimmt im wesentlichen mit der hier auf den allgemeineren Fall angewandten Methode überein; doch ziehe ich es vor, die Übereinstimmung in der Ausdrucksweise mit der in der Variationsrechnung gebräuchlichen herzustellen.

1) Vgl. etwa: Love, Treatise on the Theory of Elasticity, II, Kap. XV. Deutsche Ausgabe, übersetzt von A. Timpe, Kap. XIX, § 262 ff.

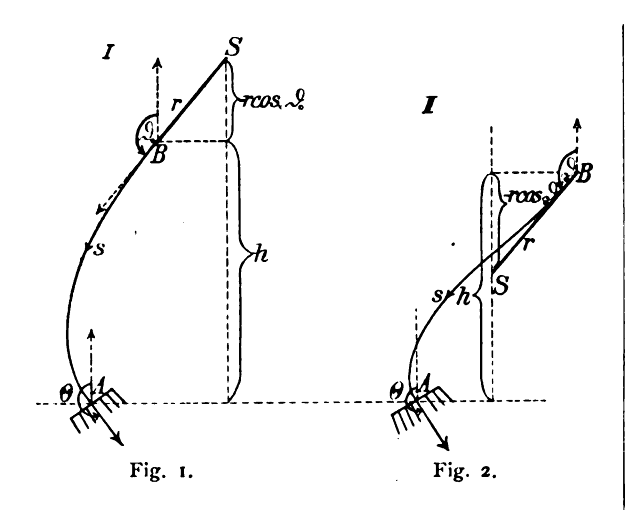


Fig. 1. Fig. 2.

Beide Fälle lassen sich in den einen Ausdruck

$$V = P(h + r\cos\vartheta_0) \tag{5}$$

zusammenfassen, wenn wir im Falle I r negativ, im Falle II positiv rechnen, wie es mit der Messung der Bogenlänge s von B nach A hin übereinstimmt. Offenbar ist nun bis auf eine additive Konstante:

$$V = \int_0^l P\{-\cos\vartheta + r\sin\vartheta \cdot \vartheta'\}\, ds. \tag{6}$$

Die stabilen Gleichgewichtslagen werden nun durch folgendes Variationsproblem definiert: Es soll die Funktion $\vartheta(s)$, deren Wert Θ für $s = l$ gegeben ist, so bestimmt werden, daß die gesamte Energie

$$U + V = \int_0^l \left\{\frac{A}{2}\vartheta'^2 - P\cos\vartheta + Pr\sin\vartheta \cdot \vartheta'\right\} ds \tag{7}$$

ein Minimum wird.

Ist ϑ gefunden, so bestimmen sich x und y als Funktionen von s eindeutig aus den Gleichungen

$$\frac{dx}{ds} = \cos\vartheta, \quad \frac{dy}{ds} = \sin\vartheta, \tag{8}$$

wenn die Koordinaten des Punktes A bekannt sind.

§ 2. Kriterien für das Minimum.

Das Variationsproblem (7) ist von folgendem Typus: In der $s\vartheta$-Ebene soll die Kurve $\vartheta(s)$ gefunden werden, die den Punkt $s = s_1$, $\vartheta = \vartheta_1$ mit einem Punkte s_0, ϑ_0 der gegebenen Kurve $\varphi(s, \vartheta) = 0$ derart verbindet, daß das Integral

$$\int_{s_0}^{s_1} F(\vartheta', \vartheta, s)\, ds \tag{a}$$

ein Minimum wird, wo F eine reguläre Funktion seiner Argumente bedeutet.

Dazu muß die Kurve $\vartheta = \vartheta(s)$ zuerst notwendig der Lagrangeschen Differentialgleichung

$$L(\vartheta'', \vartheta', \vartheta) = \frac{d}{ds}\frac{\partial F}{\partial \vartheta'} - \frac{\partial F}{\partial \vartheta} = 0 \tag{b}$$

genügen und auf der Kurve $\varphi(s, \vartheta) = 0$ transversal stehen, d. h. es muß auf $\varphi = 0$ die Gleichung

$$G(\vartheta', \vartheta) = \frac{\partial \varphi}{\partial s} : \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} - \left(F - \vartheta'\frac{\partial F}{\partial \vartheta'}\right) : \frac{\partial F}{\partial \vartheta'} = 0 \tag{c}$$

erfüllt sein.

Damit nun die Lösung $\vartheta(s)$ von (b), die für $s = s_1$ den Wert ϑ_1 hat und auf $\varphi = 0$ der Bedingung (c) genügt, das Integral (a) wirklich zum starken Minimum macht, sind folgende beiden Bedingungen hinreichend[1]):

1. Die Weierstraßsche E-Funktion

$$\left.\begin{aligned} &E(\vartheta', p, \vartheta, s) = \\ &F(\vartheta', \vartheta, s) - F(p, \vartheta, s) - (\vartheta' - p)\frac{\partial F(p, \vartheta, s)}{\partial p} \end{aligned}\right\} \tag{d}$$

ist positiv definit in allen Variablen ϑ', p, ϑ, s.

2. Diejenige, bis auf einen konstanten Faktor bestimmte Lösung $\eta(s)$ der Jacobischen linearen Differentialgleichung

$$\frac{\partial L}{\partial \vartheta''}\eta'' + \frac{\partial L}{\partial \vartheta'}\eta' + \frac{\partial L}{\partial \vartheta}\eta = 0, \tag{e}$$

die für $s = s_0$ der Randbedingung

$$\frac{\partial G}{\partial \vartheta'}\eta' + \frac{\partial G}{\partial \vartheta}\eta = 0 \tag{f}$$

genügt, geht im Intervall (s_0, s_1) nicht durch Null. An der ersten auf s_0 folgenden Nullstelle von η hört das Minimum auf.

§ 3. Die Knickformeln.

Diese Kriterien wenden wir auf das Variationsproblem (7) an. Hier ist

$$F = \frac{A}{2}\vartheta'^2 - P\cos\vartheta + Pr\sin\vartheta \cdot \vartheta'; \tag{9}$$

der Punkt $s_1 = l$, $\vartheta_1 = \Theta$ ist mit der geraden Linie $s = 0$ zu verbinden, d. h. es ist

$$\varphi(s, \vartheta) = s. \tag{10}$$

Die Differentialgleichung (b) lautet hier:

$$L(\vartheta'', \vartheta', \vartheta) = A\vartheta'' - P\sin\vartheta = 0, \tag{11}$$

und ihre Integrale liefern bekanntlich zusammen mit (8) die ebenen elastischen Linien; auf deren allgemeine Diskussion gehen wir nicht ein.

Die Randbedingung (c) fordert bei Berücksichtigung von (10), daß für $s = 0$

$$G(\vartheta_0', \vartheta_0) = \frac{\partial F}{\partial \vartheta'} = A\vartheta_0' + Pr\sin\vartheta_0 = 0 \tag{12}$$

ist.

Die E-Funktion (d) wird hier

$$E(\vartheta', p, \vartheta, s) = \frac{A}{2}(\vartheta' - p)^2, \tag{13}$$

ist also stets positiv definit; das Minimum ist demnach stark, und das bedeutet, daß die

1) Diese sind keineswegs die allgemeinsten, aber für den hier zu behandelnden Fall völlig ausreichend.

elastische Linie einen kleineren Energiewert liefert als alle andern Kurven, bei denen nicht nur die Richtung ϑ, sondern auch die Krümmung ϑ' beliebig variiert ist.

Es kommt also nur auf das Jacobische Kriterium an.

Wir wollen nun bloß die Stabilität der geradlinigen Gleichgewichtsfiguren untersuchen, bei denen also ϑ konstant ist. Aus (11) ergeben sich für ϑ die beiden Werte

$$\vartheta = 0, \quad \vartheta = \pi. \tag{14}$$

Gemäß unserer Rechnung des Winkels ϑ entspricht dem Werte

Fall A: $\vartheta = 0$ der vertikal nach unten eingeklemmte Draht,

Fall B: $\vartheta = \pi$ der vertikal nach oben eingeklemmte Draht.

Setzen wir zur Abkürzung

$$\sqrt{\frac{P}{A}} = p, \tag{15}$$

so wird die Jacobische Gleichung (e):

$$\eta'' - p^2 \cos\vartheta \cdot \eta = 0, \tag{16}$$

und die Randbedingung (f) liefert für $s = 0$:

$$\eta_0' + p^2 r \cos\vartheta \cdot \eta_0 = 0. \tag{17}$$

Jetzt sind die beiden Fälle (A), (B) zu unterscheiden (Fig. 3 und 4).

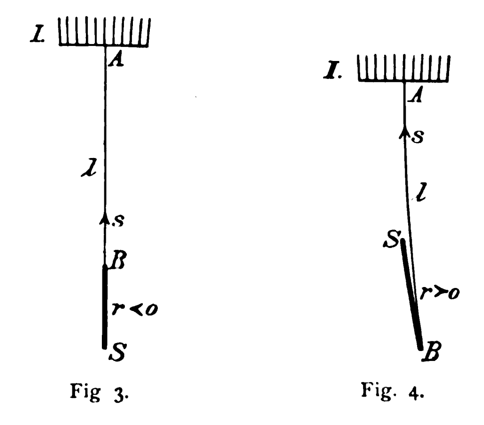


Fig 3. Fig. 4.

Fall A. Für $\vartheta = 0$ wird (16):

$$\eta'' - p^2 \cdot \eta = 0, \tag{18}$$

und (17):

$$\eta_0' + p^2 r \cdot \eta_0 = 0. \tag{19}$$

Das allgemeine Integral von (18) ist

$$\eta = \alpha e^{ps} + \beta e^{-ps},$$

und die Randbedingung (19) für $s = 0$ liefert zwischen α, β die Relation:

$$\beta = \alpha \frac{1 + pr}{1 - pr}.$$

Daher wird

$$\eta = \alpha \left\{ e^{ps} + \frac{1 + pr}{1 - pr} e^{-ps} \right\}.$$

Für die Wurzel l der Gleichung $\eta = 0$ ergibt sich die Gleichung

$$e^{2pl} = \frac{pr + 1}{pr - 1}. \tag{20}$$

Hieraus liest man folgende Ergebnisse ab: Ist $pr < 1$, so gibt es keine positive reelle Wurzel l. In diesem Falle ist also jede Länge des vertikal nach unten eingeklemmten Drahtes stabil. Speziell hat das statt im Falle I, wenn $r < 0$ ist, wo der Schwerpunkt S jenseits, d. h. unter der Befestigungsstelle B fällt (Fig. 3); aber auch im Falle II, wenn S diesseits, d. h. oberhalb von B fällt (Fig. 4), ist der Draht für alle Längen l stabil, solange

$$r < \frac{1}{p} = \sqrt{\frac{A}{P}} \tag{21}$$

ist.

Wird aber dieser Wert überschritten, so hört die Stabilität bei der Drahtlänge

$$pl = \frac{1}{2} \log \frac{pr + 1}{pr - 1} \tag{22}$$

auf. Das ist die erste der Knickformeln; sie ist, soweit ich sehe, in der Literatur noch nicht angegeben.

Fall B. Für $\vartheta = \pi$ wird (16):

$$\eta'' + p^2 \eta = 0, \tag{23}$$

und (17):

$$\eta_0' + p^2 r \cdot \eta_0 = 0. \tag{24}$$

Die allgemeine Lösung von (23) ist:

$$\eta = \alpha \cos ps + \beta \sin ps,$$

und (24) liefert für $s = 0$ die Relation:

$$\beta = \alpha \cdot pr.$$

Daher wird:

$$\eta = \alpha \{\cos ps + pr \sin ps\}.$$

Die Gleichung $\eta = 0$ lautet also:

$$\operatorname{tg} ps = -\frac{1}{pr}, \tag{25}$$

und zwar ist die auf den Wert $s = 0$ folgende Wurzel

$$pl = \operatorname{arc\,tg} \frac{-1}{pr} \tag{26}$$

der Gleichung zu nehmen; sie liegt zwischen 0 und $\frac{\pi}{2}$ bezw. zwischen $\frac{\pi}{2}$ und π, je nachdem $r < 0$ oder > 0 ist. Will man dies evident machen, so rechnet man für diese beiden Fälle I, II den Ausdruck (26) leicht in die folgenden um:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{I. } r < 0: & lp = \frac{\pi}{2} - \arccos \sqrt{\frac{1}{1 + p^2 r^2}}, \\ \text{II. } r > 0: & lp = \frac{\pi}{2} + \arccos \sqrt{\frac{1}{1 + p^2 r^2}}, \end{array}\right\} \tag{27}$$

wobei unter arc cos der zwischen 0 und $\frac{\pi}{2}$ ge-

legene Wert dieser Funktion zu verstehen ist.

Diese beiden Knickformeln habe ich in meiner Dissertation S. 59 angegeben. Sie liefern die Knicklängen eines vertikal nach oben eingeklemmten Drahtes; die Formel (27) I gilt, wenn der Schwerpunkt S jenseits, d. h. über der Befestigungsstelle B liegt (Fig. 1); die Formel (27) II gilt, wenn S diesseits, d. h. unter B liegt (Fig. 2). Die erstere Knicklänge ist naturgemäß geringer als die zweite.

Fällt der Schwerpunkt S in die Befestigungsstelle B, so ist $r = 0$ und (26) oder (27) gehen über in:

$$lp = \frac{\pi}{2}, \quad l = \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{A}{P}}. \qquad (28)$$

Das ist die bekannte Eulersche Knickformel.

§ 4. Messungen.

Um zu sehen, wie weit die der Theorie zu Grunde liegenden Vernachlässigungen, nämlich die Annahme unendlich dünnen Querschnitts und der Gewichtslosigkeit des Drahtes, ein Bild

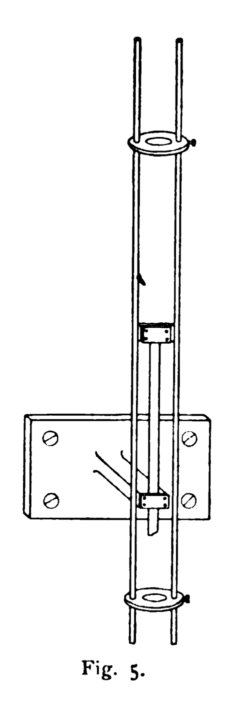


Fig. 5.

der Wirklichkeit geben, habe ich die beiden Knickformeln (22) und (27) durch Experimente geprüft.

Dazu diente ein Stahlband von 24 cm Länge, 1,329 cm Breite und 0,0436 cm mittlerer Dicke, welches unbelastet genügend geradlinig und auch einigermaßen homogen war. Der belastende starre Körper (vergl. Fig. 5) bestand in zwei 81 cm langen zylindrischen Messingstangen von 0,5 cm Durchmesser, welche in der Mitte durch ein ebenes 2 cm hohes, 0,2 cm dickes Verbindungsstück in 4,5 cm Abstand voneinander gehalten wurden; an diesem Verbindungsstück befand sich die Vorrichtung zur Befestigung des Stahlbandes, das durch eine Messingplatte mittelst vier Schrauben angeklemmt wurde. Das andere Ende des Stahlbandes wurde in ähnlicher Weise an einem starken Gestell befestigt. Auf den beiden Messingstangen waren zwei Messingringe von 5,8 cm äußerem, 3,2 cm innerem Durchmesser und 0,35 cm Dicke verschiebbar, deren Stellung an einer Skala auf einer der Stangen abgelesen werden konnte; sie ermöglichten eine Verschiebung des Schwerpunktes von etwa 10 cm nach beiden Seiten der Befestigungsstelle. Das Gewicht des gesamten belastenden Körpers von etwa 400 g war genügend groß, um eine Vernachlässigung des Gewichts des Stahlbandes erlaubt erscheinen zu lassen. Die Messungen geschahen in der Weise, daß für eine bestimmte Länge des Stahlbandes die Stellung der beiden Ringe gesucht wurde, wo die geradlinige Form labil zu werden begann. Der Schwerpunkt wurde dann nachträglich für diese Stellung der Ringe durch Auflegen auf eine Schneide bestimmt.

Die Resultate sind in den Tabellen 1 und 2 sowie den Kurventafeln 1 und 2 enthalten. Die Einheit für r und l ist 1 cm, demgemäß die für p 1 cm^{-1}.

Tabelle 1.

r	l	p
7,20	13,52	0,1442
7,25	13,00	0,1435
7,35	12,20	0,1440
7,45	11,08	0,1453
7,50	10,13	0,1462
7,75	9,64	0,1463
8,05	8,78	0,1458
8,10	8,50	0,1464
8,30	8,04	0,1465
8,80	7,20	0,1461
9,10	6,58	0,1475
9,80	5,80	0,1479
10,95	5,01	0,1467

Tabelle 2.

r	l	p
11,20	17,60	0,1475
9,85	17,14	0,1482
8,10	16,58	0,1480
6,35	15,77	0,1477
5,25	14,97	0,1500
3,70	14,04	0,1503
2,60	13,05	0,1493
1,35	12,00	0,1475
0,35	11,10	0,1461
—0,60	10,10	0,1465
—1,50	9,10	0,1480
—2,75	8,02	0,1485
—4,00	7,20	0,1465
—5,10	6,40	0,1465
—6,15	5,60	0,1445
—7,40	5,05	0,1475
—8,50	4,54	0,1478
—9,70	4,05	0,1480

Zum Vergleiche mit der Theorie wurden in die Tafeln die Kurven (22) und (27) für den Wert $p = 0,1$ eingetragen. Zieht man nun vom Nullpunkte o durch einen der gemessenen Punkte α eine gerade Linie bis zum Schnittpunkte β mit der Kurve $p = 0,1$, so muß das Teilverhältnis $\frac{o\beta}{o\alpha}$ für alle gemessenen Punkte konstant gleich dem 10fachen des zugehörigen Wertes p sein. Die auf diese Weise graphisch bestimmten p-Werte sind in der dritten Reihe

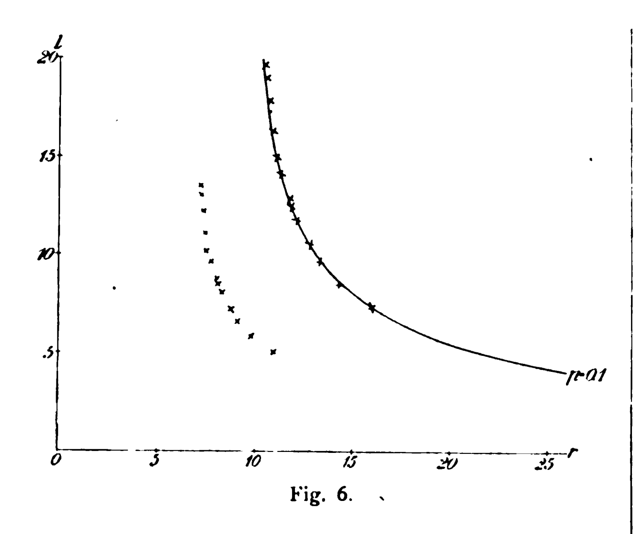


Fig. 6.

der Tabellen 1, 2 enthalten. Sie sind bis auf 1,5 Proz. konstant. Ihr Mittelwert ist

$$p = 0{,}1469 \text{ cm}^{-1}.$$

Um die Übereinstimmung zu veranschaulichen, sind darauf die Strecken $o\alpha$ im Verhältnis $10p = 1{,}469$ vergrößert worden; die Endpunkte liegen mit guter Annäherung auf der theoretischen Kurve $p = 0{,}1$.

Aus dem Werte von p und dem Gewichte $P = 398{,}5$ g ergibt sich die Biegungsfestigkeit des Stahlbandes

$$A = \frac{P}{p^2} = 18460 \text{ g cm}^2.$$

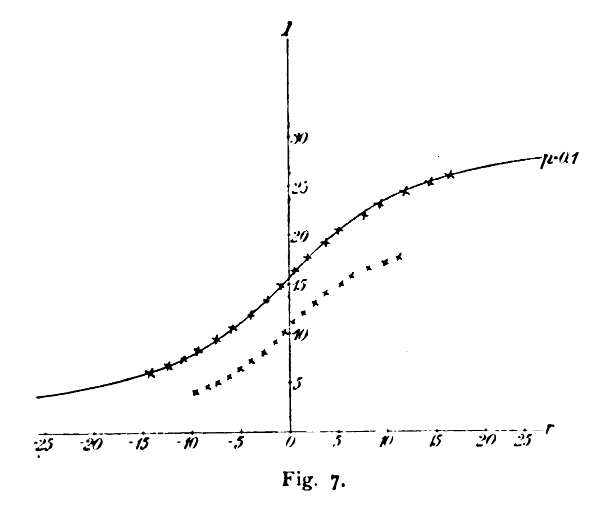


Fig. 7.

Der Youngsche Modul E berechnet sich hieraus nach der Formel[1]):

Eine direkte Messung von E durch Beobachtung der Dehnung, die eine gegebene Belastung an dem Stahlband hervorbringt, wurde an einer Festigkeitsmaschine des Göttinger Instituts für angewandte Mechanik ausgeführt und lieferte den Wert

$$E = 20450 \text{ kg mm}^{-2},$$

der **höchstens** bis 2 Proz. **genau** ist. Die Übereinstimmung ist also **durchaus befriedigend**. Der aus den Stabilitätsversuchen gefundene Wert von E kann als der genauere angesehen werden.

$$E = \frac{12A}{a^3 b},$$

wo a die Dicke, b die Breite des Stahlbandes sind. Man findet:

$$E = 2007 \cdot 10^6 \text{ g cm}^{-2},$$
$$= 20070 \text{ kg mm}^{-2},$$

Die mittlere Dicke $a = 0{,}0436$ cm wurde dabei durch Bestimmung des spezifischen Gewichts und Wägung ermittelt, die Breite $b = 1{,}329$ cm mit Hilfe einer Mikrometerschraube.

Eine direkte Messung von E durch Beobachtung der Dehnung, die eine gegebene Belastung an dem Stahlband hervorbringt, wurde an einer Festigkeitsmaschine des Göttinger Instituts für angewandte Mechanik ausgeführt und lieferte den Wert

$$E = 20450 \text{ kg mm}^{-2},$$

der höchstens bis 2 Proz. genau ist. Die Übereinstimmung ist also durchaus befriedigend. Der aus den Stabilitätsversuchen gefundene Wert von E kann als der genauere angesehen werden.

Göttingen, Mai 1909.

(Eingegangen 4. Mai 1909.)

1) Vgl. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik, 9. Aufl., § 54, S. 204.

Über das Plancksche Strahlungsgesetz[1]).

Von J. Weiß.

1. Zunächst möge die Beziehung des von Jeans benutzten Formelsystems (Planck, Theorie der Wärmestrahlung, Formel 264) zu den von mir betrachteten ebenen Wellen dargelegt werden.

Eine Ebene, parallel der X'-Achse fortschreitende elektromagnetische Welle wird dargestellt durch

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{E}_x' &= 0\\
\mathfrak{E}_y' &= 0\\
\mathfrak{E}_z' &= C \cdot \cos\left[2\pi\nu\left(t - \frac{x'}{c}\right) - \Theta\right]\\
\mathfrak{H}_x' &= 0\\
\mathfrak{H}_y' &= -C\cos\left[2\pi\nu\left(t - \frac{x'}{c}\right) - \Theta\right]\\
\mathfrak{H}_z' &= 0
\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Das orthogonale Koordinatensystem $X'Y'Z'$ sei mit dem orthogonalen System XYZ verbunden durch die Transformationsgleichungen

$$\left.\begin{aligned}
x' &= x\cos\alpha_1 + y\cos\beta_1 + z\cos\gamma_1\\
y' &= x\cos\alpha_2 + y\cos\beta_2 + z\cos\gamma_2\\
z' &= x\cos\alpha_3 + y\cos\beta_3 + z\cos\gamma_3
\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

1) Zu meiner Mitteilung, diese Zeitschr. 10, 193, 1909.

Dann ist

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{E}_x &= C\cos\alpha_3\cdot\cos\left[2\pi\nu\left(t-\frac{x\cos\alpha_1+y\cos\beta_1+z\cos\gamma_1}{c}\right)-\Theta\right]\\
\mathfrak{E}_y &= C\cos\beta_3\ \cos[\qquad]\\
\mathfrak{E}_z &= C\cos\gamma_3\ \cos[\qquad]\\
\mathfrak{H}_x &= -C\cos\alpha_2\ \cos[\qquad]\\
\mathfrak{H}_y &= -C\cos\beta_2\ \cos[\qquad]\\
\mathfrak{H}_z &= -C\cos\gamma_2\ \cos[\qquad]
\end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

In den eckigen Klammern steht jeweils derselbe Ausdruck.

Unter Anwendung der Formeln für $\sin(\alpha+\beta)$ und $\cos(\alpha+\beta)$ findet man, wenn man

$$\left.\begin{aligned}
\frac{2\pi\nu x\cos\alpha_1}{c} &= a\\
\frac{2\pi\nu y\cos\beta_1}{c} &= b\\
\frac{2\pi\nu z\cos\gamma_1}{c} &= c
\end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

setzt,

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{E}_x = C\cos\alpha_3\,[&\{\cos\Theta\cos 2\pi\nu t+\\
&+\sin\Theta\sin 2\pi\nu t\}\{\cos a\cdot\cos b\cdot\cos c+\\
&+\sin a\sin b\cos c-\sin a\cdot\cos b\cdot\sin c-\\
&\qquad-\cos a\cdot\sin b\sin c\}+\\
&+\{\cos\Theta\sin 2\pi\nu t-\sin\Theta\cos 2\pi\nu t\}\\
&\qquad\{\sin a\cdot\cos b\cdot\cos c+\\
&+\cos a\sin b\cdot\cos c+\\
&+\cos a\cdot\cos b\cdot\sin c-\sin a\cdot\sin b\cdot\sin c\}]\\
\mathfrak{E}_y = &C\cos\beta_3\ [\qquad]\\
\mathfrak{E}_z = &C\cdot\cos\gamma_3\ [\qquad]\\
\mathfrak{H}_x = -&C\cos\alpha_2\ [\qquad]\\
\mathfrak{H}_y = -&C\cos\beta_2\ [\qquad]\\
\mathfrak{H}_z = -&C\cos\gamma_2\ [\qquad]
\end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

Bei Jeans ist

$$\left.\begin{aligned}
e_1 &= C\cos\alpha_3\cos\Theta & e_1' &= C\cos\alpha_3\sin\Theta\\
e_2 &= C\cos\beta_3\cos\Theta & e_2' &= C\cos\beta_3\sin\Theta\\
e_3 &= C\cos\gamma_3\cos\Theta & e_3' &= C\cos\gamma_3\sin\Theta\\
h_1 &= C\cos\alpha_2\cos\Theta & h_1' &= C\cos\alpha_2\sin\Theta\\
h_2 &= C\cos\beta_2\cos\Theta & h_2' &= C\cos\beta_2\sin\Theta\\
h_3 &= C\cos\gamma_2\cos\Theta & h_3' &= C\cos\gamma_2\sin\Theta
\end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

ferner

$$\left.\begin{aligned}
\frac{\mathfrak{a}}{l} = \frac{2\nu\cos\alpha_1}{c};\quad \frac{\mathfrak{b}}{l} = \frac{2\nu\cos\beta_1}{c};\\
\frac{\mathfrak{c}}{l} = \frac{2\nu\cos\gamma_2}{c},
\end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

so daß natürlich gelten muß

$$\frac{c^2}{4l^2\nu^2}(\mathfrak{a}^2+\mathfrak{b}^2+\mathfrak{c}^2) = 1\,. \qquad (8)$$

Die Beschränkung auf ganze positive $\mathfrak{a}\ \mathfrak{b}\ \mathfrak{c}$ sowie auf die von Jeans benutzten Glieder folgt aus den Grenzbedingungen. In dem Würfelraum haben wir nämlich wegen der Grenzbedingungen zu jeder ebenen Welle eine andere, welche in der entgegengesetzten Richtung vorwärts schreitet, so daß stehende Schwingungen erfolgen. Das Jeanssche Formelsystem gibt diese beiden Wellen. Die Wellenebene derselben ist dieselbe und die beiden Energieparameter der einen Welle sind die gleichen wie die der andern. Daher bekommt man die richtige Anzahl Konstanten, wenn man die Anzahl der nach (8) berechneten Richtungen der Wellennormalen verdoppelt. Jeans betrachtet die Energieparameter zweier in entgegengesetzter Richtung vorwärts schreitender Wellen als verschieden und erhält so die vierfache Anzahl der in (8) charakterisierten Richtungen für die Zahl der unabhängigen Variabeln.

Man wird sich auch sagen, daß schon die ungestrichene Reihe der Klammerausdrücke in (264) eine allgemeine Lösung der Maxwellschen Gleichungen ist, zu der man noch beliebig viele Lösungen mit gleichen $\mathfrak{a}\ \mathfrak{b}\ \mathfrak{c}$ hinzufügen könnte, ohne daß dadurch die Zahl der unabhängigen Parameter wachsen dürfte. Die Jeanssche Betrachtung führt zur Formel

$$\mathfrak{u}_\nu = \frac{16\pi\nu^2}{c^3}H,$$

welche bekanntlich unrichtig ist.

2. Im § 4 werden Moleküle mit Wellen verglichen. Zwischen Gasmolekülen nimmt man Kräfte an, die allein von der Entfernung, nicht von der Zeit abhängen. Infolge dieser Kräfte gilt das Prinzip der Erhaltung des Schwerpunkts und dasjenige der Erhaltung der lebendigen Kraft, und hieraus ergibt sich die Gültigkeit des Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes. Die Gültigkeit des letzteren ist die Voraussetzung dafür, daß die mittlere Energie eines Moleküls proportional der absoluten Temperatur ist.

Anders bei den elektromagnetischen Eigenschwingungen unseres Hohlraums, welche den Molekülen entsprechen. Die Wellen verlaufen völlig unabhängig voneinander. Infolge dieser Unabhängigkeit muß für Eintritt des stationären Zustandes durch Hineinbringen frei beweglicher Elektronen in das Vakuum gesorgt werden, während der stationäre Zustand der Molekularbewegung infolge der Abhängigkeit der Bewegungen der Moleküle voneinander von selbst eintritt. Nach Eintritt des stationären Zustandes der Hohlraumstrahlung denken wir uns die Elektronen wieder entfernt, so daß wir die Strahlung aus Eigenschwingungen zusammensetzen können.

Die Unabhängigkeit der einzelnen ebenen Wellen voneinander besagt nun nicht, daß jeder Parameter in jedem Moment gerade die Energie besitzt, die er haben würde, wenn seine Welle allein vorhanden wäre. Infolge der Interferenz

der verschiedenen Wellen tritt nämlich bald eine Schwächung, bald eine Verstärkung der Energie eines Parameters ein. Die Interferenz bewirkt das gleiche wie die Stöße der Moleküle; nur ist der Verlauf der Bewegungen der Moleküle voneinander abhängig, der Verlauf der Eigenschwingungen nicht.

Um allen Schwierigkeiten aus dem Wege zu gehen, wollen wir uns wieder freie Elektronen in dem Vakuum denken. Dann ist das Verhältnis der Energie, welche im Mittel auf die Elektronen fällt, zur mittleren Energie der Strahlung im stationären Zustand nach dem Satz der statistischen Mechanik konstant; die Abhängigkeit der mittleren Energie eines Parameters der Elektronenbewegung von der Temperatur muß also dieselbe sein wie diejenige eines Parameters des Strahlungsvorgangs. Zwischen den sich bewegenden Elektronen bestehen aber nicht konservative Kräfte, sondern die Kräfte breiten sich mit der endlichen Lichtgeschwindigkeit aus. Konservative Kräfte führen zum Maxwellschen Verteilungsgesetz; umgekehrt ist die Gültigkeit des Maxwellschen Gesetzes ein Beweis für das Bestehen von Kräften, die nur von den Entfernungen abhängen. Daraus wäre zu schließen, daß für die Elektronenbewegung das Maxwellsche Verteilungsgesetz nicht gilt, und daraus folgt weiter, daß die mittlere Energie eines Parameters der Elektronenbewegung nicht proportional der Temperatur sein wird. Dasselbe muß nach dem Vorigen für die mittlere Energie eines Parameters der Strahlung gelten.

Die Unabhängigkeit der einzelnen elektromagnetischen stehenden Wellen voneinander, resp. das Fehlen eines Verteilungsgesetzes, ist der Grund, warum W viel größer ist als im Falle der Gastheorie. Es sind viel extremere Fälle der Energieverteilung möglich. So könnte bei Gasmolekülen im stationären Zustand niemals der bei Elektronen mögliche Fall eintreten, daß die gesamte Energie sich auf einen Parameter vereinigt. Darum ist der Mittelwert des Quadrates der Energieschwankung für Elektronen resp. für die Parameter der Strahlung größer als für Moleküle (vgl. die Einsteinsche Arbeit im nämlichen Heft dieser Zeitschr. [**10**, 185, 1909]). Die Formel $\bar{E}_\nu = \frac{RT}{N}$ aber hat mit elektromagnetischen Vorgängen nichts zu tun, weil sie mit der theoretischen Grundlage unvereinbar ist.

Die Gültigkeit der Formel $\bar{E}_\nu = \frac{RT}{N}$ für bewegte Elektronen wäre erwiesen, wenn sich zeigen ließe, daß die Wechselwirkungen zwischen den Molekülen und Elektronen, sowie zwischen den Elektronen untereinander von der Art der Einwirkungen der Moleküle aufeinander wären. Aber für Elektronen gibt es gar kein bestimmtes Stoßgesetz; man könnte höchstens von einem im Mittel befolgten sprechen. Dies dürfte wohl mit ein Grund sein, warum eine von Lorentz angestellte Betrachtung, worin die Elektronenstöße einfach den Molekülstößen nachgebildet werden, nicht zum Ziel führt. (Thomson, Korpuskulartheorie der Materie, S. 90.)

Übrigens kann ein Planckscher Oszillator als Repräsentant einer unabhängigen Variabeln des Strahlungsvorganges angesehen werden.

Trotzdem die Wellen den Maxwellschen Gleichungen unterworfen sind, unterliegen doch die unabhängigen Parameter derselben keinem Verteilungsgesetz. Dies lehrt schon das Vorhergehende. Gilt das Maxwellsche Gesetz, und kennt man die Gesamtzahl der Moleküle, so kann man berechnen, wie sich die Moleküle auf die verschiedenen Geschwindigkeitsgebiete verteilen, wenn man die Anzahl der Moleküle kennt, die auf ein bestimmtes Geschwindigkeitsgebiet entfällt. Durch letztere Angabe ist nämlich die Konstante h des Maxwellschen Gesetzes bestimmt. Der Konstanten h, durch welche die mittlere Energie gegeben wird, entspricht bei den Wellen die Amplitüde. Bei letzteren ist aber, wenn in einem Moment die Zahl der Parameter bestimmter Energie gegeben ist, noch nicht die Amplitude der Wellen und daher auch nicht die Verteilung aller anderen Parameter auf die möglichen Energiegebiete gegeben. Die Maxwellschen Gleichungen sind einem Verteilungsgesetz nicht gleichwertig.

Soviel ist sicher: Benutzt man die Formel $H = kT$, so gelangt man nicht zur Planckschen Strahlungsformel; nimmt man dagegen

$$H = \frac{\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1},$$

so führt die Gleichung $\mathfrak{u}_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} H$ bei Benutzung des Wienschen Verschiebungsgesetzes zum Ziel; ein Beweis, daß die erstere Beziehung zwischen mittlerer Energie eines Parameters und Temperatur in der Elektrodynamik fallen gelassen werden muß.

Dann aber wird man auch bezweifeln, ob die bisherige Übertragung gastheoretischer Betrachtungen auf die Elektrizitätsleitung in Metallen gestattet ist, insbesondere die Anwendung der Formel

$$E = \frac{RT}{N}.$$

Der Hinweis hierauf war der Hauptzweck meiner Mitteilung.

3. Die Betrachtung, welche die Identität

des Zahlwertes der Masse des Elektrons mit dem Zahlwert des Wirkungselementes begründen soll, ist nicht korrekt. Sie geht von „In der Formel" bis „auffallendes Zusammentreffen". Ob das Zusammentreffen zufällig ist, muß die Zukunft lehren.

Freiburg i. Br., 30. März 1909.

(Eingegangen 2. April 1909.)

REFERATE.

Bericht über die Ausstellung der Société française de Physique.

Von M. Moulin und J. Saphores.

Die Jahresausstellung der Société française de Physique fand am 15. und 16. April in Paris statt.

Von den vorgeführten Apparaten und Experimenten werden wir in diesem Bericht nur die erwähnen, die irgend etwas charakteristisch Neues boten.

In Anbetracht der großen Anzahl auf der Ausstellung vertreten gewesenen Apparate, die sich auf die Elektrizität bezogen, haben wir geglaubt, die Elektrizität von den übrigen Zweigen der Physik trennen zu sollen.

I. Elektrizität.

A. Meßapparate.

Die sehr zahlreich vertretenen Amperemeter und Voltmeter unterscheiden sich durch keine wichtigen Modifikationen von den im vorigen Jahre ausgestellt gewesenen. Von dieser Klasse von Apparaten wollen wir nur die wasserdichten Amperemeter und Voltmeter erwähnen, die von Carpentier für die Marine und für Fabriken gebaut werden; ferner ein Milliamperemeter für Wechselstrom von Chauvin et Arnoux, das auf demselben Prinzip beruht wie der Duddell-Férysche Umformer, aber vier thermoelektrische Lötstellen einführt, deren jede von einer Heizspirale umgeben ist; weiter ein thermisches Amperemeter für Hochfrequenzströme mit mehreren Empfindlichkeitsstufen. nach Broca von Gaiffe gebaut; schließlich ein absolutes Elektrodynamometer von Pellat-Carpentier von sehr großen Abmessungen.

Eine ganze Anzahl von Konstruktionen zeigen Anordnungen von Nebenschlüssen für Amperemeter, die gestatten, durch einfache Verschiebung eines Schlittens rasch von einer Empfindlichkeit zu einer andern überzugehen. Wir nennen die Anordnungen von Siemens & Halske und von Carpentier. Die letztgenannte Anordnung ist für vier Empfindlichkeiten verwendbar, und es ist bei ihr der Einfluß der Kontaktwiderstände im Nebenschluß vermieden; sie beruht auf dem Prinzip des Universalnebenschlusses.

Von Wattmetern ist zu nennen: das Wattmeter von Drysdale, das eine große Anzahl von Kombinationsmöglichkeiten zwischen den verschiedenen Stromkreisen bietet und dadurch unter den verschiedenartigsten Verhältnissen verwendbar wird.

Chauvin et Arnoux bauen ein kleines aperiodisches Wattmeter für Glühlampen.

Die Firma Carpentier stellte einen Frequenzmesser aus, dessen Prinzip mit dem der Differential-Ohmmeter mit unsymmetrischem Felde identisch ist. Das Erregerfeld wird durch den Wechselstrom selbst erzeugt, und die Spulen sind mit den Enden eines Nebenschlusses verbunden, durch den der Erregerstrom fließt, und zwar die eine Spule unter Zwischenschaltung eines Widerstandes, die andere unter Zwischenschaltung einer Selbstinduktion.

Von den Apparaten zur Untersuchung der magnetischen Eigenschaften der Metalle nennen wir eine Anwendung des Rheographen von Abraham auf die Konstruktion eines mit Wechselstrom betriebenen Projektionshysteresigraphen.

Drysdale stellte eine ganze Reihe seiner geistreichen Apparate aus, die er im Philosophical Magazine und in der Physical Society of London ausführlich beschrieben hat. Sein „Plug-Permeameter", das von der Firma Ducretet gebaut wird, ist mit einem direkt in Gauß geeichten Fluxmeter nach Grassot kombiniert worden. Bei dieser Gelegenheit wollen wir erwähnen, daß die Compagnie des Compteurs im Laufe dieses Jahres an der Konstruktion dieses Fluxmeters insofern eine bedeutende Verbesserung angebracht hat, als sie das bereits sehr schwache Kräftepaar der Aufhängung noch bedeutend verringert hat.

Die Société Centrale des Produits Chimiques stellte den Apparat von Chéneveau und Laborde zur Messung der Radioaktivität von Quellen aus und Thurneyßen den Apparat von Danne. Die Société Centrale zeigte weiter einen Apparat von Debierne zur Messung der γ-Strahlen.

B. Verschiedene Apparate und Zubehörteile.

Neben den Meßapparaten waren die sonstigen elektrischen Apparate so überaus zahlreich, daß



wir nur mit Rücksicht auf den Namen ihrer Hersteller die hauptsächlichsten unter ihnen erwähnen wollen.

Compagnie des Compteurs: Wattmeter-Relais für Wechselstrom. Dieser Apparat betätigt eine Ausschalterspule, wenn die zugeführte Energie einen gewissen Wert überschreitet oder das Zeichen wechselt.

Carpentier: Elektromagnetischer Kompaß nach Dunoyer. Dieser Apparat ist so abgeändert worden, daß seine vollkommene Wasserfestigkeit gewährleistet wird; außerdem hat er im einzelnen verschiedene Verbesserungen erfahren.

Ducretet: Radiogoniometer nach Bellini-Tosi. Dieser Apparat kann beim Gebrauch in der gerichteten drahtlosen Telegraphie die größten Dienste leisten, da er in jedem Augenblick die Richtung der Geberstation genau zu bestimmen gestattet.

Gaiffe: Quecksilbergleichrichter nach Cooper Hewitt. Dieses Umformungsverfahren ist besonders bei sehr geringen Energien von Interesse, wo es viel höhere Nutzeffekte liefert als die Maschinen.

Grivolas: Isolierende Platten von sehr großen Abmessungen (1 m Seitenlänge) aus gehärtetem Holz (Ebenit). Dieser Stoff läßt sich leicht bearbeiten und ist nicht hygroskopisch. Seine Dichte beträgt 1,4.

Hartmann & Braun: 600kerzige Metallfaden-Glühlampe (Osramlampe).

Soulier: Elektrolytischer Unterbrecher. Dieser Unterbrecher vom Typus des Wehnelt-Unterbrechers besteht aus zwei Metallelektroden, einer Kupfer- und einer Bleielektrode, die in Wasser tauchen, das auf etwa ein Zehntel angesäuert ist. Das Kupfer ist negativ und das Blei positiv; infolgedessen ist die Abnutzung des Kupfers gering, und die Verwendung von Platin wird gänzlich vermieden.

II. Verschiedenes.

A. Meßapparate.

Die elektrischen Widerstandsthermometer waren sehr zahlreich vertreten. Wir nennen das von Richard. Es besteht aus einem Kupferdraht von $^5/_{100}$ mm Stärke, der in den Raum gebracht wird, dessen Temperatur man messen will, und mit einem in Graden geeichten Voltmeter verbunden ist. Dieser sehr empfindliche Apparat besitzt eine Reguliervorrichtung, welche gestattet, die Spannungsänderung der zur Messung verwendeten Batterie in einfacher Weise auszugleichen.

Poulenc baut einen Apparat zur Messung der Wärmewirkung der Gase nach Lemoult.

Chauvin et Arnoux stellten ein Photometer für Glühlampen mit doppelter Leuchtfläche aus, das durch einfachen Bau gekennzeichnet ist, ferner eine optische Bank, welche die Ausführung der Messung in einem hell erleuchteten Zimmer gestattet.

Wir nennen weiter: einen Niveauanzeiger mit Fernübertragung und einen Ausflußanzeiger von Richard. Bei dem letztgenannten Apparat gelangt das Wasser in einen Behälter, dessen Ausfluß so gestaltet ist, daß die Höhe, welche die Flüssigkeit einnimmt, der Ausflußmenge proportional ist. Ein Schwimmer verzeichnet das Niveau und folglich die Ausflußmenge.

Hartmann & Braun bauen eine empfindliche Torsionswage für die Wägung von Glühlampenfäden; Chauvin et Arnoux einen geistreichen Apparat, der auf einem analogen Prinzip beruht wie die Seismographen und zur Messung der Flugdauer von Aeroplanen bestimmt ist.

B. Sonstige Apparate und Zubehörteile.

Berlemont: Quecksilberluftpumpe nach Klein. Diese nach einem neuen Modell gebaute Pumpe nimmt sehr wenig Raum ein und erfordert keinerlei Handhabung von Hähnen; sie arbeitet mit Hilfe einer Wasserluftpumpe. Sie gestattet, in einem Behälter von 600 cm^3 Fassungsraum innerhalb fünf Minuten das Crookessche Vakuum herzustellen.

Georges Claude: Apparat zur Erzeugung von flüssiger Luft, flüssigem Sauerstoff und flüssigem Stickstoff. Mit diesem Apparat kann man mit Hilfe von 20 Pferdekräften nach Belieben in der Stunde 6 Liter flüssige Luft oder 2 Liter flüssigen reinen Sauerstoff oder 1 Liter flüssigen reinen Stickstoff zugleich mit 10 m^3 gasförmigem Sauerstoff und 2 m^3 gasförmigem Stickstoff von 99,8 Proz., 0,5 Liter Neon und 0,2 Liter Helium erhalten.

Malfitano stellte besondere Trichter zur Aufnahme der Kollodiumfilter aus, deren er sich zum Filtrieren der Kolloide bedient; ein Modell war zum Filtrieren von Wasser für Zwecke des Haushaltes eingerichtet.

Méker verwendet seine bekannten Brenner in einem Muffelofen, der eine Temperatur von 1600^0 liefern kann. Er stellte ferner Brenner für Generatorgas mit und ohne Gebläse aus, die bis zu 60 Kubikmeter Gas in der Stunde verbrauchen können, und deren Durchmesser dann 13 cm erreicht.

Richard zeigte einen besonderen blauen Schirm zur Betrachtung farbiger Photographien bei künstlichem Lichte, und einen chronophotographischen Registrierapparat, eine Art sehr langsam laufender Kinematograph, der den Polizeibeamten die Überwachung der Fabrikschornsteine gestattet: dieser Apparat liefert, beispielsweise alle halbe Stunde, ein Bild des Schornsteins, auf den er eingestellt wird.

Das wären die hauptsächlichsten der mehr oder minder häufig gebrauchten Apparate, die

in der Société de Physique ausgestellt waren. Wir haben die überaus zahlreichen elektrotherapeutischen Apparate, die aber, vom physikalischen Standpunkte betrachtet, nur ein beschränktes Interesse beanspruchen können, stillschweigend übergangen. Wir müssen jedoch eine rotierende Kontaktvorrichtung von Delon zur Gewinnung schneller Radiogramme erwähnen. Diese Vorrichtung lädt einen Kondensator und verwendet dazu die elektromotorische Kraft an den Enden des Sekundärkreises eines Transformators in dem Augenblick, wo sie ihren Höchstwert hat; sie entlädt dann den Kondensator durch die Röhre und durch einen Flüssigkeitswiderstand.

Wir wollen noch einige Demonstrationsapparate für Unterrichtszwecke von Réveillon und Besson nennen (Société Centrale des produits chimiques), sowie die zahlreichen Demonstrationsapparate von Chassagny zum Studium der Fallgesetze, der Induktionsgesetze usf. (Radiguet).

Schließlich blieben noch einige rein wissenschaftliche Experimente und Apparate zu erwähnen, die von ihren Erfindern selbst vorgeführt wurden. Der norwegische Physiker Victor Bjerknes zeigte eine ganze Anzahl von Apparaten zur Demonstration des Prinzips des kinetischen Stoßes.

C. Féry stellte die Apparate aus, die er vor kurzem zur Bestimmung der Konstante des Stefanschen Gesetzes benutzt hat; das Ergebnis seiner Untersuchungen war in einer der letzten Sitzungen der Gesellschaft vorgelegt worden.

Endlich hatte Lehmann im Laboratorium der Sorbonne eine große Zahl von Versuchen über flüssige Kristalle aufgebaut, als Ergänzung zu seinem glänzenden Vortrage.

(Aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 11. Mai 1909.)

Preisausschreiben.

Der Beirat für die Schulausstellungen bei den Deutschen Lehrerversammlungen veröffentlicht vier **Preisausschreiben**, zu denen der Verein Hamburger Landschullehrer und die Gesellschaft der Freunde des vaterländischen Schul- und Erziehungswesens in Hamburg Preise in der Höhe von je 100 M. gestiftet haben. Die Preisausschreiben betreffen 1. eine Sammlung physikalischer Apparate für den Unterricht an ein- und zweiklassigen Landschulen; 2. eine Verdunkelungs-Vorrichtung für Klassenzimmer; 3. eine Sammlung von Diapositiven, die das Leben eines Wirbeltieres der deutschen Tierwelt veranschaulicht und 4. eine Reihe von Karten, welche die wirtschafts-geographischen Verhältnisse Deutschlands (Industrie und landwirtschaftliche Verhältnisse, Handel und Verkehr) und deren Grundlagen bez. Bedingungen (Bodenschätze, Temperaturverhältnisse usw.) darstellen. — Die näheren Bedingungen für diese Preisausschreiben und weitere Mitteilungen sind durch die Geschäftsstelle des Beirates, z. Z. das Schulmuseum des Sächsischen Lehrervereins in Dresden, Sedanstr. 19, zu erhalten.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Fr. Limmer für wissenschaftliche und angewandte Photographie, an der Universität Würzburg Dr. Fritz Schlotterbeck für Chemie.

Berufen: Der Privatdozent für Chemie an der Universität Berlin Dr. Felix Ehrlich als a. o. Professor für landwirtschaftliche Technologie an die Universität Breslau.

Ernannt: Der Vorsteher der Abt. Gewitterstationen am Meteorologischen Institut in Potsdam Dr. R. Süring zum Leiter des Meteorologischen Observatoriums bei Potsdam, der Assistent am Marine-Observatorium zu Wilhelmshaven Dr. Br. Meyermann zum Direktor des Observatoriums des Kiautschaugebietes.

Verliehen: Dem ord. Professor der anorg. Chemie an der Technischen Hochschule Dresden Geh. Hofrat Dr. W. Hempel der Titel und Rang als Geheimer Rat, dem ord. Professor der Mathematik an der Universität Leipzig Dr. Otto Hölder, dem o. Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Dresden Dr. J. Görges und dem o. Professor der technischen Mechanik ebenda Staatsrat Dr. M. Grübler der Titel und Rang als Geheimer Hofrat.

Gestorben: Der Professor der Physik an der Columbia-Universität in Newyork Frank Leo Tufts, der etatsmäßige Professor der Chemie an der tierärztlichen Hochschule und a. o. Professor der Chemie an der Universität Berlin Geh. Rat Dr. Adolf Pinner, der frühere Direktor der Deutschen Seewarte Wirklicher Geheimer Rat Professor Dr. Georg von Neumayer.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. | 15. Juni 1909. Redaktionsschluß für No. 13 am 19. Juni 1909. | 10. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über α-Strahlen aus Radium *B*.

Von Howard L. Bronson.

In einem der letzten Hefte dieser Zeitschrift[1]) erschien ein Artikel von Frederic A. Harvey unter dem Titel „Bemerkung über α-Strahlen aus Radium *B* und über atmosphärische Radioaktivität". Der Verfasser der genannten Arbeit kommt unter anderem zu dem Schlusse, daß Radium *B* α-Teilchen aussendet, deren Reichweite in Luft zwischen 2,6 mm und 3,0 mm liegt, und daß diese leicht absorbierbaren Strahlen für einen großen Teil der „anfänglichen Aktivität" verantwortlich sind.

Die Methode, die Harvey zur Bestimmung der Reichweite der α-Teilchen benutzte, war eine Modifikation der Methode von Bragg und Kleeman[2]). Harvey erhielt eine Kurve, die den von Bragg und Kleeman gefundenen einigermaßen ähnlich sah. Indessen erscheint der vorstehende Schluß, den Harvey aus seiner Kurve zieht, angesichts der zahlreichen schwerwiegenden Gegengründe nicht gerechtfertigt. Ich führe hier vier der gewichtigsten Gegengründe gegen Harveys Schlußfolgerungen an. Es sind

1. die negativen Ergebnisse, zu denen sowohl ich[3]) als Hahn[4]) bei der Untersuchung desselben Gegenstandes nach zwei gänzlich verschiedenen Methoden gelangt sind;
2. der flache Teil der Abklingungskurve für den aktiven Niederschlag, den man bei kurzer Exposition gegen Radium-Emanation erhält[1]);
3. der Umstand, daß Rutherford bei seinen Versuchen über die magnetische Ablenkung der α-Teilchen keine Anzeichen für das Vorhandensein solcher α-Strahlen erhielt[2]);
4. die Übereinstimmung, die ich zwischen der beobachteten Abklingungskurve für den aktiven Niederschlag und der Kurve gefunden habe, die auf Grund der Annahme berechnet wurde, daß es keine aus Radium *B* stammende α-Teilchen gibt[3]).

Ich habe deshalb die Versuche von Harvey wiederholt, doch bin ich nicht imstande gewesen, auch nur irgendeine Andeutung solcher α-Teilchen von kurzer Reichweite zu erhalten, wie er sie beschreibt.

Die Versuchsanordnung wird aus Fig. 1 ersichtlich. Die beiden Platten des Untersuchungsgefäßes *T* waren ungefähr 5 cm lang, 2,5 cm breit und 1,5 mm voneinander entfernt. Sie waren in dem Messinggehäuse *B* eingeschlossen, das stets zur Erde abgeleitet war. Der aktive Niederschlag wurde dadurch gewonnen, daß ein negativ aufgeladener kurzer Draht der Emanation aus etwa 11 mg Radiumbromid ausge-

1) Diese Zeitschr. **10**, 46, 1909.
2) Phil. Mag. (6) **10**, 318, 1905.
3) Phil. Mag. (6) **11**, 810, 1906.
4) Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 55, 1909.

1) Rutherford, Radio-activity, 2. Aufl., S. 378.
2) Phil. Mag. (6) **12**, 134, 1906.
3) Phil. Mag. (6) **12**, 73, 1906.

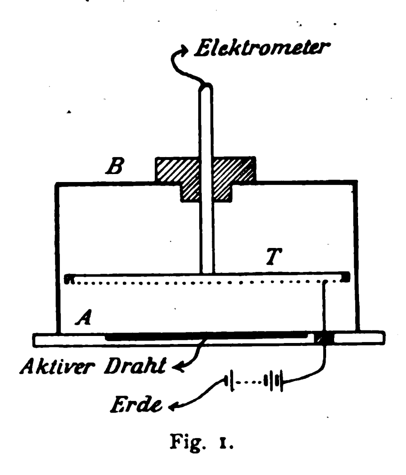


Fig. 1.

setzt wurde. Dieser kleine Draht wurde dann in eine kleine Nute in der Platte A gelegt, und der Abstand zwischen ihm und dem Untersuchungsgefäß wurde in der Weise verändert, daß das Untersuchungsgefäß, und nicht der Draht, verschoben wurde. Der Ionisationsstrom wurde an einem Elektrometer gemessen, und zwar wandte ich die früher[1]) von mir beschriebene Methode der konstanten Ablenkung an. Diese Methode ermöglichte es, die obere Platte des Untersuchungsgefäßes immer auf dem Potential Null zu erhalten, so daß keine Gefahr eines Ionisationsstromes zwischen ihr und dem umgebenden Messinggehäuse bestand.

Ich führte vier getrennte Versuche aus, deren Ergebnisse in Fig. 2 dargestellt sind. Die Ordinaten geben die Dicke der Luftschicht, oder ihres Äquivalents, in Millimetern an, durch welche die α-Teilchen hindurchgehen müssen, ehe sie in das Untersuchungsgefäß eintreten. Die Abszissen geben den Ionisationsstrom an, und zwar nach Anbringung der Korrektion für den natürlichen Abfall des aktiven Materials. Die Kurven I und II wurden erhalten, als die untere Platte des Untersuchungsgefäßes aus einem Drahtnetz bestand, während bei den Kurven III und IV das Drahtnetz mit Aluminium bedeckt war, dessen Hemmungsvermögen dem einer ungefähr 1,1 mm dicken Luftschicht gleichwertig war. Die obere Kante des aktiven Drahtes lag bei den Kurven I und III ungefähr 0,5 mm unter der Oberfläche von A und befand sich bei den Kurven II und IV genau in gleicher Höhe mit dieser Oberfläche.

Die Kurven III und IV und die oberen Teile der Kurven I und II zeigen einen allmählichen Anstieg des Ionisationsstromes mit abnehmender Entfernung zwischen dem Untersuchungsgefäß und dem aktiven Draht. Dieser Anstieg ist bei den Kurven I und III geringer als bei den Kurven II und IV. Die Erklärung hierfür ist darin zu suchen, daß die α-Strahlen

1) Phil. Mag. (6) 11, 143, 1906.

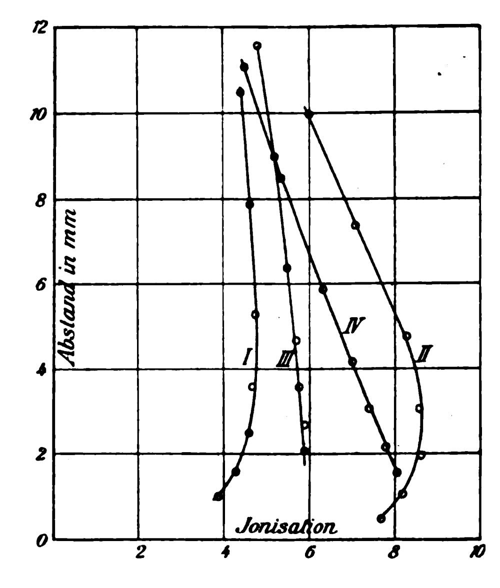


Fig. 2.

in keinem der beiden Fälle in senkrechter Richtung ausgeschossen wurden, sondern in einem sehr großen körperlichen Winkel, der größer war, wenn der Draht näher an der Oberfläche von A lag. Die Kurven I und II zeigen ferner eine ziemlich plötzliche Abnahme des Ionisationsstromes, wenn das Untersuchungsgefäß ganz nahe an A heranrückte. Dies erklärt sich dadurch, daß das Drahtnetz mehrere Zehntelmillimeter dick war, und daß ein Teil der in den Zwischenräumen des Netzes gebildeten Ionen nach A hingezogen wurde. Der Anteil der auf diese Weise nach A hingezogenen Ionen nimmt sehr schnell zu, wenn die Potentialdifferenz zwischen dem Netz und A der zwischen dem Netz und der oberen Platte des Untersuchungsgefäßes herrschenden nahekommt.

Keine der Kurven liefert Anzeichen für irgendwelche α-Teilchen von so kurzer Reichweite, wie sie Harvey beschrieben hat. Die Erklärung für das Ergebnis, das Harvey erhalten hat, mag vielleicht in dem Umstande zu finden sein, daß sein Untersuchungsgefäß eine beträchtliche Tiefe hatte, und daß die α-Teilchen aus seinem aktiven Material nach allen Richtungen hin austreten konnten.

Die Methode ist indessen günstigsten Falls zur Untersuchung von α-Teilchen von sehr kurzer Reichweite nicht recht geeignet, und ich beschloß deshalb, eine andere Methode zu versuchen, bei welcher die meisten der früheren anhaftenden Schwierigkeiten vermieden werden. Das Prinzip dieser Methode ist sehr einfach. Es wird dabei die Notwendigkeit vermieden, den Abstand zwischen dem Untersuchungsgefäß und dem aktiven Material zu verändern. Statt dessen wird die Reichweite der α-Teilchen durch

Verringerung des Luftdruckes allmählich gesteigert.

Der Apparat war der gleiche wie der in Fig. 1 dargestellte, mit der Ausnahme, daß die Platten des Untersuchungsgefäßes ungefähr 5 mm voneinander entfernt und dauernd ungefähr 5 mm oberhalb des aktiven Drahtes eingestellt waren. Nachdem der aktive Draht an seinen Platz gebracht worden war, wurde das Gefäß *B* mit Siegellack verkittet und an eine Pumpe und ein Manometer angeschlossen. Dann erniedrigte ich den Druck allmählich von 76 cm auf 3 cm und nahm die zusammengehörigen Werte für die Ionisation und den Druck auf. Die Ergebnisse sind in Fig. 3 dargestellt. Die Ab-

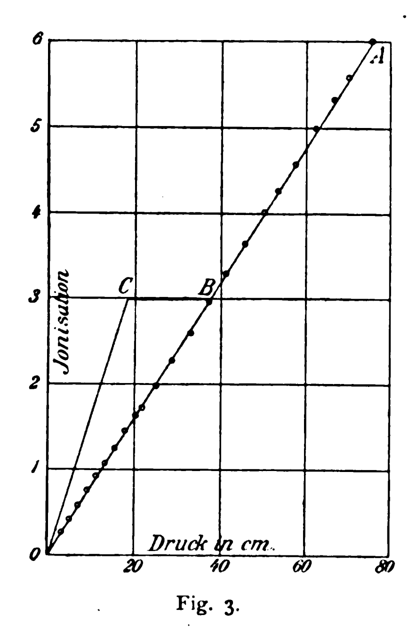


Fig. 3.

szissen geben den Luftdruck und die Ordinaten den korrigierten Wert des Ionisationsstromes an. Die Kurve ist eine Gerade und verläuft so, wie man erwarten sollte, falls keine α-Teilchen von kurzer Reichweite vorhanden sind.

Um zu sehen, in welcher Weise ein α-Produkt von kurzer Reichweite durch seine Gegenwart diese Kurve beeinflussen würde, wollen wir einmal annehmen, daß Radium *B* wirklich solche α-Teilchen aussende, die in Luft ein Ionisationsbereich von 2,5 mm haben und auf jedem Zentimeter ihrer Bahn ungefähr dieselbe Anzahl von Ionen erzeugen wie die α-Teilchen aus Radium *C*. Der Einfachheit halber wollen wir ferner annehmen, daß die Anzahl der in der Sekunde verwandelten Atome für Radium *B* und Radium *C* dieselbe sei. Unter diesen Umständen wird die Beziehung zwischen der Ionisation und dem Druck durch die Kurve *ABCO* in Fig. 3 wiedergegeben. Die Ionisation in dem Untersuchungsgefäß würde zunächst ganz und gar von Radium *C* herrühren und daher dem Druck proportional bleiben, bis dieser auf eine halbe Atmosphäre gesunken ist. Bei diesem Drucke würden die aus dem Radium *B* kommenden α-Teilchen eine Reichweite von 5 mm haben und anfangen, in das Untersuchungsgefäß einzudringen. Wird der Druck noch weiter verringert, so würde die Reichweite dieser α-Teilchen weiter zunehmen, und die von ihnen herrührende Ionisationszunahme würde der von dem Radium *C* herrührenden Ionisationsabnahme gerade das Gleichgewicht halten; die Ionisation würde also konstant bleiben, bis der Druck auf eine Viertelatmosphäre gesunken ist. Bei diesem Drucke würden die aus dem Radium *B* stammenden α-Teilchen eine Reichweite von 1 cm haben und die ganze Tiefe des Untersuchungsgefäßes durchdringen; eine weitere Druckabnahme würde dann von einer proportionalen Ionisationsabnahme begleitet werden.

Der Umstand, daß die theoretische Kurve *ABCO* so stark von einer Geraden abweicht, zeigt, daß die oben angegebene Methode für den Nachweis von α-Teilchen mit kurzer Reichweite sehr empfindlich ist. Es wären daher bei dem vorstehenden Versuch α-Teilchen, deren Ionisationsbereich 0,5 mm betragen hätte, mit Leichtigkeit nachgewiesen worden. Da die experimentell gefundene Kurve keine Tendenz zeigt, von einer Geraden abzuweichen, so scheint es, daß wir mit Sicherheit folgern dürfen, daß der aktive Niederschlag aus Radium keine α-Teilchen abgibt, deren Ionisationsbereich zwischen 0,5 mm und 5 mm liegt.

Weiter ist darauf hinzuweisen, daß die Begründung, die Harvey dafür gibt, die vermuteten α-Teilchen mit kurzer Reichweite dem Radium *B* zuzuschreiben, auf Irrtum beruht. Harvey nimmt an, daß nach 140 Minuten das Radium *B* praktisch verschwunden ist und nur noch Radium *C* an dem Drahte übrig bleibt. Nun habe ich gezeigt[1]), daß Radium *B* die längere Periode besitzt, und nicht Radium *C*. Die Theorie der radioaktiven Umwandlungen verlangt daher, daß nach 140 Minuten die Zahl der sekundlich verwandelten Atome für Radium *B* und Radium *C* nahezu gleich sein muß.

Nachtrag.

Nach Beendigung der vorstehenden Arbeit ist eine umfassendere Veröffentlichung von Harvey im Märzhefte der Physical Review erschienen, die aber keine neuen Gesichtspunkte vorbringt.

1) Phil. Mag. (6) 11, 143, 1906.

Macdonald Physics Building, Mc Gill-Universität, Montreal, 25. März 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 17. April 1909.)



Die Bildung von Radium aus Uranium.

Von Frederick Soddy.

Bei den Versuchen, mit denen ich mich während der letzten sechs Jahre beschäftigt habe, ist es mir bis jetzt nicht gelungen, die Erzeugung von Radium aus Uranium festzustellen. Bei Verwendung sorgfältig gereinigter Uraniumsalze in beträchtlichen Mengen ist die Zunahme zu gering, um während der ersten zwei bis drei Jahre nachweisbar zu sein, und beträgt weniger als den zehntausendsten Teil von der, die zu erwarten sein würde, falls eine unmittelbare Umwandlung von Uranium in Radium stattfände. Dagegen beobachtete ich bei Verwendung käuflichen Uranylnitrats, das durch Ausfällen von Bariumsulfat in der Lösung von Radium gereinigt worden war, im Jahre 1905 eine deutliche, wenn auch geringe Radiumproduktion, und diese Beobachtung fand ich dann später bestätigt[1]). Das erklärt sich durch das Vorhandensein eines Vorfahren des Radiums, der in der Reihe eine Zwischenstellung einnimmt und eine sehr lange Lebensdauer hat; einen solchen haben Boltwood und Rutherford in Aktiniumpräparaten gefunden, und Boltwood hat ihn kürzlich aus Uraniummineralien isoliert und ihm den Namen „Ionium" gegeben[2]).

Es ist mir nunmehr gelungen, die Erzeugung von Radium in sämtlichen sehr sorgfältig gereinigten Uranylnitratlösungen festzustellen, die Herr T. D. Mackenzie und ich hergestellt haben[3]). Drei verschiedene Lösungen standen unter Beobachtung; sie enthielten 255, bzw. 408 und 278 Gramm Uranium als Element und waren von ihrer Herstellung an bis jetzt 3,53 bzw. 2,40 und 2,73 Jahre alt. Die Untersuchungsmethode ist gegen früher sehr verbessert worden, und der Fehler einer einzelnen Bestimmung, so wie sie jetzt ausgeführt wird, überschreitet vermutlich nicht den Wert von 10^{-12} Gramm Radium. Die in der ältesten Lösung vorhandene Radiummenge beträgt jetzt etwa 4×10^{-11} Gramm; diese Menge ist nahezu doppelt so groß wie sie anfangs war. Während des letzten Jahres wurden fünf Messungen der Radiummenge in dieser Lösung ausgeführt. Diese ergeben, daß innerhalb der genannten Beobachtungsfehlergrenzen die Radiumproduktion während dieser Periode proportional dem Quadrate der Zeit fortgeschritten ist. Die Untersuchungen an den übrigen Lösungen lehren, daß die Radiumproduktion auch in ihnen nunmehr nach demselben Gesetze und mit derselben Geschwindigkeit erfolgt.

1) Phil. Mag., Okt. 1908, S. 632. — Diese Zeitschr. **10**, 41, 1909.
2) Diese Zeitschr. **8**, 884, 1907.
3) Phil. Mag., Aug. 1907, S. 272.

Daß die anfängliche Geschwindigkeit der Erzeugung von Radium aus Uranium sich wie das Quadrat der Zeit ändern müsse, hat Rutherford[1]) auf Grund der Annahme mathematisch abgeleitet, daß in der Reihe Uranium-Radium nur eine Übergangssubstanz mit einer gegenüber der Dauer des Versuches langen Lebensdauer vorhanden ist. Es läßt sich leicht zeigen, vorausgesetzt, daß alle Lebensdauern lang sind, daß die anfängliche Produktionsgeschwindigkeit proportional der Potenz der Zeit sein muß, die gleich der Anzahl der (mit Einschluß des Uraniums selbst) vor dem Radium in der Reihe vorkommenden Substanzen ist. Diese Versuche deuten somit darauf hin, daß in der Reihe Uranium-Radium nur eine Übergangssubstanz mit langer Lebensdauer vorhanden ist. Nehmen wir an, daß — was wahrscheinlich ist, was wir aber noch nicht wissen — dieses Gesetz und diese Produktionsgeschwindigkeit auch weiterhin in Geltung bleiben, so ist es möglich, die mittlere Lebensdauer der Übergangssubstanz auf Grund der vorhandenen Daten festzusetzen, und zwar mit einem Spielraum für die Unsicherheit von vermutlich nicht mehr als 20 v. H. Rutherford hat gezeigt, daß die anfängliche Radiumproduktion, in Grammen gemessen, aus einem Kilogramm Uranium gleich $6 \times 10^{-8} \lambda T^2$ ist, wo $1/\lambda$ die mittlere Lebensdauer des Übergangskörpers in Jahren und T die Zeit, gleichfalls in Jahren, ist. Das ergibt für die mittlere Lebensdauer des Übergangskörpers die Periode von 10000 Jahren. Diese Lebensdauer ist viermal so groß wie die des Radiums selbst, und es müßten in Uraniummineralien ungefähr 1,36 Milligramm der Substanz auf ein Kilogramm Uranium vorhanden sein. Die anfängliche Produktionsgeschwindigkeit während der beiden ersten Jahre erscheint kleiner als die berechnete, gleich als ob noch eine Übergangssubstanz mit einer Lebensdauer von der Größenordnung zwei Jahre in der Reihe vorkäme. Ehe wir dies durch derartige Versuche beweisen können, werden aber größere Vervollkommnungen erforderlich sein.

1) Jahrb. d. Rad. u. El. **5**, 164, 1908.

Glasgow, Physikalisch-Chemisches Universitäts-Laboratorium.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 16. Mai 1909.)

Über den Ursprung der Gewitterelektrizität.

Von A. Gockel.

Die bekannte Beobachtung C. T. R. Wilsons, wonach in staubfreier Luft bei vierfacher Übersättigung von Wasserdampf Kondensation auf

negativen Ionen stattfindet, hat dazu geführt, daß man ziemlich allgemein diesen Vorgang als die Quelle der Gewitterelektrizität ansieht. Ein sehr detailliertes Bild des Kondensationsvorganges im aufsteigenden Luftstrom hat Gerdien[1]) entworfen. Seine Anschauungen sind aber vielfach auf Widerspruch gestoßen, so hat Quervain[2]) in einem Vortrag auf der schweizerischen Naturforscherversammlung in Freiburg darauf aufmerksam gemacht, daß sich Übersättigungsschichten in oder oberhalb eines Kumulonimbus nicht in der Weise ausbilden können, wie sich Gerdien es vorstellt. In neuester Zeit hat Simpson[3]) die Gerdiensche Darstellung eingehend kritisiert. Er kommt zu den folgenden Schlüssen:

1. In elektrischer Hinsicht kann die Wilson-Gerdiensche Theorie weder die häufigen Blitzentladungen noch die Herkunftder vom Regen herabgebrachten Elektrizitätsmengen erklären. Die Trennung der entgegengesetzten Elektrizitäten als Folge der Kondensation von Wasserdampf in vierfach übersättigter Luft erscheint sehr unwahrscheinlich. In meteorologischer Hinsicht erscheint die Bildung einer ausgedehnten Übersättigungsschicht an der Spitze eines aufsteigenden Luftstromes unmöglich. Selbst wenn sich aber eine solche gebildet hätte, könnte sie sich nicht mehr weiter halten, sobald einmal das Fallen von Niederschlägen begonnen hat. Die während eines Gewitters beobachteten Erscheinungen sprechen ebenfalls nicht zugunsten der genannten Theorie.

Es will mir scheinen, daß man für die Erklärung der Gewitterelektrizität zu großes Gewicht auf die erwähnte an und für sich recht wertvolle Beobachtung Wilsons gelegt hat.

Wilson[4]) selbst erklärt im Anschluß an die obigen Darlegungen Simpsons, er habe niemals Kondensation auf Ionen an und für sich als hinreichende Ursache der Entstehung der mit Gewittern verbundenen starken elektrischen Felder angesehen. Könne man indessen, was noch eine offene Frage sei, das Vorkommen übersättigter Schichten in der Atmosphäre annehmen, dann spiele wahrscheinlich die Kondensation auf Ionen in Verbindung mit der Bildung von Niederschlägen eine wichtige Rolle und sei wohl die Ursache des Überwiegens der negativen Ladung der Gewitterregen.

Tatsächlich kann man nun beobachten, daß auch als Folge der Kondensation des Wasserdampfes bei Abwesenheit jeglicher Übersättigung starke elektrische Felder auftreten. So ist mit der Bildung von Bodennebeln, ja sogar von Tau, stets eine Erhöhung des Potentialgefälles verknüpft. Ob sich dabei die Nebeltröpfchen negativ laden, ist noch nicht sichergestellt. Die von Lenard und seinen Schülern angewandte Versuchsanordnung zur Bestimmung der Ladung von Ionen dürfte wohl geeignet zur Beantwortung dieser Frage sein[1]). In erster Linie wird die Ausbildung einer Potentialdifferenz darauf zurückzuführen sein, daß die vom Boden ausgehenden negativen Ionen in der Dunstschicht zurückgehalten werden, während von oben her positive Ionen bis an die oberen Grenzen dieser Schicht wandern können.

Zugunsten dieser Erklärung scheint mir 1. die Beobachtung zu sprechen, daß der Mangel an negativen Ionen auch oberhalb der Dunstschicht eintritt an Punkten, an denen die relative Feuchtigkeit noch unter 70 Proz. liegt. Von der Bildung einer mit Wasserdampf übersättigten Schicht kann unter solchen Verhältnissen nicht die Rede sein. Nun übersteigen die Potentialdifferenzen, die sich an solchen Orten entwickeln, in der Regel nicht einige Hundert Volt/Meter, es sind aber andererseits schon elektrische Entladungen an der Oberfläche solcher stagnierender Nebelschichten bemerkt worden, so von d'Abbadie in Abessinien. Daß sich auch unmittelbar an der Oberfläche einer längs einer Bergflanke aufsteigenden Nebelmasse, also an einem Ort, an dem sicherlich keine Übersättigung vorhanden ist, kräftige Blitze entwickeln können, zeigt eine Beobachtung von Welker[2]) am Monte Elbert in Colorado. An einem in der Frühe sehr klaren Tage entwickelten sich dort im Laufe des Vormittags in der Tiefe feine Nebel, die langsam nach oben stiegen; als sie im Laufe des Nachmittags dem 14400 Fuß hohen Gipfel bis auf 100 Yards nahegekommen waren, traten auf diesem zunächst eine Stunde lang Elmsfeuer auf, dann wechselte plötzlich der Charakter der Erscheinung, Blitz, Donner, Hagel, Schnee folgten sich ununterbrochen bis 9 p. m.

Die in neuerer Zeit wieder von Knoche[3]) beschriebenen elektrischen Glimmentladungen über der chilenischen Küste dürften ebenfalls in nicht mit Wasserdampf übersättigten Luftschichten entstehen[4]).

2. Während des Fallens von großflockigem nassen Schnee treten oft unmittelbar am Erdboden Elmsfeuer auf, die in Blitzentladungen übergehen können[5]). Der großflockige Schnee scheint nach den von Elster und Geitel bearbeiteten Elmsfeuerbeobachtungen auf dem

1) H. Gerdien, diese Zeitschr. 6, 647, 1905.
2) Vgl. A. de Quervain, Meteor. Zt. 25, 440, 1908.
3) G. C. Simpson, Phil. Mag. 17, 619, 1909.
4) C. T. R. Wilson, Phil. Mag. 17, 634, 1909.

1) Vgl. z. B. Aßmann, Ann. d. Phys. 19, 960, 1906.
2) P. A. Welker, Meteor. Zt. 15, 153, 1896.
3) W. Knoche, Meteor. Zt. 26, 83, 1909.
4) Siehe auch ähnliche Erscheinungen bei Hann, Lehrbuch der Meteorologie, S. 486.
5) Beschreibungen siehe Meteor. Zt. 6, 155, 1889 u. 22, 92, 1905. Wetter 19, 20, 1902; 20, 285, 1903; 22, 46 u. 96, 1905.

Sonnblick in solchem Falle in der Regel negativ geladen zu sein. Da an vierfache Übersättigung bei der Bildung solcher niederer Wolken kaum zu denken ist, dürften die Schneeflocken ihre, wie die Niederschlagsbeobachtungen zeigen, meistens sehr starken Ladungen Ionenabsorption verdanken.

Auch Gerdien gibt zu, daß innerhalb einer Wolke, in welcher Kondensation auf Staubkernen stattgefunden hat, hin und wieder ein verhältnismäßig starkes Feld entstehen kann. Er weist auch darauf hin, daß am Boden die charakteristischen schnellen und starken Änderungen des Potentialgefälles auftreten, sobald aus einer solchen Wolke Niederschläge zu fallen beginnen. Nur glaubt er — und hier ist der Punkt, in dem die Meinungen auseinander gehen —, daß wenigstens die elektrischen Entladungen erst eintreten können, wenn sich oberhalb der Kumuluswolke der Cirrostratusschirm ausbildet, in dem nach seiner Ansicht Kondensation nicht mehr auf Staubkernen, sondern auf negativen Ionen stattfinden könne.

Zu den von Simpson und anderen angeführten Gründen meteorologischer Natur, die gegen eine solche Scheidung der Kondensationskerne sprechen, möchte ich noch folgenden hinzufügen: Der Wanderer im Hochgebirge sieht sich oft schon in geringen Höhen, unter 3000 m, bei klarem resp. mäßig bedecktem Himmel plötzlich in eine Wolke gehüllt, aus der ihm Graupeln und Schneeflocken in das Gesicht gepeitscht werden, die offenbar nicht aus größeren Höhen herabfallen, sondern sich in der Umgebung selbst bilden. Innerhalb einer solchen Wolke können Elmsfeuerentladungen, aber auch heftige Blitze auftreten, wie denn auch Simpson bemerkt, daß nach seiner Beobachtung die Blitze nicht über, sondern in der Mitte von Kumulonimbus ihren Ursprung haben. Nach meinen Beobachtungen im Gebirge ist bei einer Wetterlage, wie eben angegeben, immer noch mit einem Staubgehalt von 500—1000 Teilchen im Kubikzentimeter zu rechnen, an die Existenz vierfacher Übersättigung also wohl nicht zu denken. Solche Wolken pflegen meistenteils nur geringe Mächtigkeit zu haben und rasch vorüber zu ziehen.

3. Gegen die Notwendigkeit der Annahme, daß nur Kondensation auf negativen Ionen zu einer Blitzentladung Anlaß gibt, scheinen mir auch die vulkanischen Gewitter zu sprechen. Bei den außerordentlich großen Staubmengen, die bei einer Eruption neben dem Wasserdampf ausgeworfen werden, ist meines Erachtens die Möglichkeit der Ausbildung übersättigter Schichten vollständig ausgeschlossen.

Nach allem dem will mir scheinen, als ob Kondensation des Wasserdampfes auf Staubkerne, verbunden mit Absorption von Ionen, Ausbildung von Dunstschichten, Trennung durch Fallen von Niederschlägen und Selbstinfluenzierung durch fallende Tropfen, ein Vorgang, den Elster und Geitel eingehend studierten, ausreichen kann auch zur Erklärung der Blitzentladungen. Nebenher laufen ja auch noch andere Vorgänge, die das Ganze noch komplizierter machen, als es schon ist. So erzeugt der Blitz, wie Richarz und seine Schüler bewiesen, selbst neue Kondensationskerne, die eine Verstärkung der Regenintensität und damit wieder eine Erhöhung der Potentialdifferenzen bewirken. Selbst Änderungen des elektrischen Feldes können nach den Versuchen von Lord Rayleigh ein Zusammenfließen von Tropfen und damit wieder neue Änderungen des Feldes zunächst innerhalb der Wolke und dann wegen des verstärkten Fallens auch Änderungen der Potentialdifferenz zwischen Wolke und Erde hervorbringen.

Es bleibt noch die Frage zu erörtern, welche Rolle die großen Ionen Langevins bei der Kondensation spielen. Diese Ionen sind, wie schon Ebert vermutet hat, nichts anderes als geladene Staubkerne oder Wassertröpfchen. Nach meinen Beobachtungen, für die ich einen Aspirationsapparat von denselben Dimensionen, wie der von Langevin gebrauchte, verwendete, ist die Zahl dieser Ionen viel geringer als Langevin angibt, und übersteigt, wenn nicht in der Nähe des Beobachtungsplatzes sei es durch Wind, sei es durch andere Mittel, Staub aufgewirbelt wird, nicht wesentlich die Zahl der gewöhnlichen kleinen Ionen. Nach den Beobachtungen Aitkens und Wilsons muß man annehmen, daß sich diese Ionen dem Wasserdampf gegenüber wie gewöhnliche Staubkerne verhalten.

Freiburg (Schweiz), Mai 1909.

(Eingegangen 20. Mai 1909.)

Induzierte Aktivität auf hoher See.

Von H. Sieveking.

Die Aktivierung eines Drahtes auf hoher See und die Messung des Abklingens der induzierten Aktivität erfordern günstige Witterung, insbesondere Sonnenschein und ruhige Fahrt, da sonst erhebliche Isolationsschwierigkeiten auftreten und eine Ablesung des Elektroskops mit der erforderlichen Genauigkeit unmöglich ist.

Am 1. und 2. April dieses Jahres hatte ich Gelegenheit, unter solchen günstigen Bedingungen auf hoher See Messungen vorzunehmen, deren Ergebnis hier kurz mitgeteilt sei.

Ich bediente mich des bekannten Verfahrens, das die Herren Elster und Geitel[1]) bei ihrem

1) Elster u. H. Geitel, diese Zeitschr. **2**, 590, 1901.



grundlegenden Versuch über die atmosphärische Radioaktivität verwandten.

Ein Kupferdraht von etwa 10 m Länge und 1 mm Querschnitt wurde mit dem negativen Pol einer Hochspannungstrockensäule von etwa 2000 Volt Spannung verbunden und zwei Stunden exponiert. Als Isolatoren dienten Siegellack und Hartgummistangen. Der Draht wurde nach beendeter Exposition rasch auf eine Stange gewickelt und die auf ihm niedergeschlagene Aktivität, sowie das Abklingen derselben gemessen. Letzteres geschah in dem von Engler und dem Verfasser[1]) konstruierten Fontaktoskop, in dem an Stelle des Zerstreuungskörpers der aufgewickelte Draht trat.

Exponiert wurde auf dem vorderen Ende des unteren Promenadendecks an Bord des Dampfers „Großer Kurfürst" (auf der Reise von Alexandrien nach Neapel). Dieser Platz wurde mit Rücksicht auf die am Nachmittag hier besonders intensive Sonne ausgesucht und trotz heftigen Windes beibehalten. Solange die Zambonisäule und die Siegellackstützen sich im Sonnenschein befanden, war die Isolation vortrefflich, ein Feuchtigkeitsüberzug somit trotz des Seewindes nicht vorhanden.

In der Kabine, wo die eigentliche Messung vorgenommen wurde, war die Isolation durchgehends vorzüglich; der Normalverlust betrug nur 3—4 Volt in der Stunde, ohne daß Natriumtrocknung zur Anwendung kam.

Erste Messung:

Zeit	Aktivität (abz. Normalverlust)	Radiumkurve[2]) nach Curie ($T_0 = 100$)	Quotient entspr. Werte
T_{15}	43	92,3	2,1
T_{30}	33	78,0	2,4
T_{45}	28	62,7	2,2
T_{60}	25	48,7	2,0
T_{75}	13	36,9	2,9
T_{90}	10	27,5	2,7

Normalverlust: 4 Volt/Stunde.
Wetter: sonnig, windig.
Ort: 34° n. Br. 24° ö. L.

Die Reihe paßt sich der Curieschen Reihe befriedigend an, nach welcher bekanntlich die Abklingung der Radiumzerfallsprodukte in den ersten zwei Stunden nach der Aktivierung vor sich geht; dann tritt das Gesetz ein, nach dem die Strahlung in je 28 Minuten auf den Halbwert sinkt. Danach mußte in unserem Fall schon nach drei Stunden etwa der Normalverlust wieder erreicht sein.

Das traf in der Tat zu. Ein Niederschlag von induzierter Thoriumaktivität, der erst nach mehreren Stunden seinen Halbwert erreicht, war

1) C. Engler u. H. Sieveking, diese Zeitschr. 6, 700, 1905.
2) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschr. 5, 17, 1904.

nicht konstatierbar, was bei nur zweistündiger Exposition ja auch nicht zu erwarten war.

Noch bessere Übereinstimmung zeigen die Reihen der

Zweiten Messung:

Zeit	Aktivität (abz. Normalverlust)	Radiumkurve nach Curie ($T_0 = 100$)	Quotient entspr. Werte
T_{15}	31	92,3	3,0
T_{30}	26	78,0	3,0
T_{45}	22	62,7	2,9
T_{60}	17	48,7	2,9
T_{75}	12	36,9	3,1
T_{90}	9	27,5	3,1

Normalverlust: 3 Volt/Stunde.
Wetter: sonnig, sehr windig.
Ort: 36° n. Br. 16° ö. L.

Damit ist ein weiterer Beweis für das Vorkommen von Radiumemanation auf dem Meere erbracht.

Bekanntlich enthält das Meerwasser, wie jedes natürliche Wasser, Spuren von Radiumemanation; erst in neuester Zeit ist der Grad der Radioaktivität des Atlantik an verschiedenen Stellen von Herrn Knoche[1]) gemessen. Zerstreuungsmessungen auf dem Mittelmeer sind gleichfalls neuerdings von Herrn Costanzo[2]) angestellt.

Ebenso wie Herr Costanzo neige ich zu der Ansicht, daß die Radiumemanation hauptsächlich durch den Wind vom Lande herübergeführt wird.

Unter ähnlichen Bedingungen der Witterung mit denselben Apparaten am Lande aufgenommene Reihen ergaben eine stärkere Aktivität.

Ich lasse zum Vergleich auch eine solche Beobachtung folgen.

Zeit	Aktivität (abz. Normalverlust)	Radiumkurve nach Curie ($T_0 = 100$)	Quotient entspr. Werte
T_{15}	105	92,3	1,1
T_{30}	102	78,0	1,3
T_{45}	64	62,7	1,0
T_{60}	47	48,7	1,0
T_{75}	37	36,9	1,0
T_{90}	26	27,5	1,0

Normalverlust: 8 Volt/Stunde.
Wetter: schön, sonnig, warm.
Ort: Pyramidenfeld bei Kairo.

Die Messungen am Lande sind anläßlich von Beobachtungen über die durchdringende Strahlung vorgenommen. Darüber werde ich in Kürze berichten.

1) W. Knoche, diese Zeitschr. 10, 157, 1909.
2) G. Costanzo, diese Zeitschr. 10, 197, 1909.

Karlsruhe, 3. Mai 1909. Physik. Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 6. Mai 1909.)



Die Elektronentheorie der Brüder Hermann und Robert Graßmann.

Von Friedrich Kuntze.

Das Inhaltliche der folgenden Mitteilung[1]) spricht für sich selbst und hat vor dem Publikum dieser Zeitschrift keinerlei Hinweise und Unterstreichungen nötig, als allein die Bemerkung, daß die hier im Auszuge gegebenen Theorien in den Werken, denen sie entnommen sind, durch umfängliche Rechnungen gestützt werden, zu deren Vergleichung mit modernen Ergebnissen diese Zeilen unter anderem auch anregen möchten. In der Überschrift dieser Mitteilung aber stehen zwei Namen um deswillen, weil es unmöglich ist, die geistigen Anteile der Brüder Graßmann an den nachstehenden Gedankenfolgen zu sondern.

Das hier Anzuführende stammt allein von Robert, und zwar aus dem „Weltleben" (1881), das eine Neuverfassung der „Atomistik" (1862) ist, und aus der „Atomistik" selbst; jedoch schreibt Robert selbst, es rühre der erste Entwurf verschiedener Lehrstücke von seinem Bruder Hermann her. Nun findet sich in Hermann Graßmanns „Gesammelten mathematischen und physikalischen Werken" im 2. Bd., 2. Teil, S. 149ff. allerdings ein sehr wichtiger Aufsatz: „Neue Theorie der Elektrodynamik". Dieser Aufsatz kritisiert die Ampèresche Formel für die bewegende gegenseitige Einwirkung zweier unendlich kleiner Stromteile und ersetzt sie durch eine neue Formel, die sich auf Prinzipien der Ausdehnungslehre gründet. In diesem Aufsatze befindet sich eine Stelle, die allerdings schon auf die später von Robert Graßmann entwickelte Theorie hindeutet. Sie lautet: „Denn bei allen anderen Kräften sind es ursprünglich punktartige Elemente, das heißt, Elemente ohne bestimmte Richtungen, welche aufeinander wirken und bei diesen läßt sich die Notwendigkeit der gegenseitigen Wirkung längs ihrer Verbindungslinie sogar a priori ableiten; was berechtigt uns aber, diese Analogie auf ein ganz fremdartiges Gebiet, auf welchem die Elemente mit bestimmten Richtungen begabt sind, zu übertragen? Auch spricht die Formel selbst, welche keineswegs etwa der Formel für Anziehung durch Gravitation ähnlich ist, es deutlich genug aus, daß die Analogie in dieser Weise nicht stattfindet" (loc. cit. S. 148f.). Und mit Genugtuung stellt Graßmann von seiner Theorie fest, daß „die elektrodynamischen Anziehungen nach der neuen Theorie und die Anziehungen durch Gravitation sich durch dieselben Formeln ausdrücken lassen" (l. c. S. 155).

Außer diesem deutlich ausgesprochenen mathematischen Motiv, das Robert Graßmann später zur Annahme von punktartigen Elementen der Elektrizität führte, enthält aber weder dieser Aufsatz aus dem Jahre 1845, noch spätere gedruckte Aufsätze aus den Jahren 1877 und 1879 irgend etwas, das als Gedankenkeim der Elektronentheorie könnte gedeutet werden. In dem, zum Teil nicht gedruckten Nachlaß Hermann Graßmanns findet sich, wie mir Herr Professor Hermann Graßmann-Gießen, der Sohn Hermann Graßmanns, mitzuteilen die Güte hatte, ebenfalls nichts Einschlägiges. Das einzige Dokument, dessen Mitteilung ich abermals der Güte des Herrn Professor Graßmann-Gießen verdanke, ist das Referat über einen Vortrag, den Hermann Graßmann in der Physikalischen Gesellschaft zu Stettin gehalten hat und in dem er ähnliche Ansichten scheint entwickelt zu haben, wie Robert Graßmann in der „Atomistik" (1862). Doch stammt dieses Belegstück aus dem Jahre 1864, folgt also zeitlich der „Atomistik" Robert Graßmanns, die zum ersten Male die Graßmannsche Elektronentheorie entwickelt. Jedenfalls aber beweist dieser Vortrag, daß Hermann Graßmann die Ansichten seines Bruders über den Bau von Äther, Elektrizität, Materie geteilt hat. Für die nunmehr zu gebenden Belege kommen zwei Bücher in Betracht. Erstens: Die Atomistik. Erstes Buch der Lebenslehre oder der Biologie von Robert Graßmann. Stettin 1862. Druck und Verlag von R. Graßmann. Dieses Buch ist ein gar seltener Vogel, denn nicht einmal die Königliche Bibliothek zu Berlin rühmt sich seines Besitzes. Ich verdanke seine leihweise Überlassung der Güte von Fräulein Elise Graßmann, der Tochter Robert Graßmanns. Zweitens: Das Weltleben oder die Metaphysik von Robert Graßmann. Stettin 1881. Druck und Verlag von R. Graßmann. Die Belege sind meist dem zweiten, dem reiferen Werk entnommen; ihre Herkunft von dort wird bezeichnet durch nicht eingeklammerte Seitenzahlen. Von jedem Beleg aber, der eine wichtige, grundsätzliche Lehrmeinung ausspricht, ist außerdem der Ort, an dem man ihn in der „Atomistik" finden kann, durch eingeklammerte Seitenzahlen bezeichnet.

1. Einteilungen[1]).

S. 71. Wesen haben wir das genannt, was Wirkungen ausübt und empfängt. Massewesen nennt man in der Wissenschaft
S. 49. diejenigen Weltwesen, welche sich nach

1) Einen etwas ausführlicheren Auszug hoffe ich, zusammen mit einigen eigenen Bemerkungen über die erkenntnistheoretische Natur des physikalischen „Bildes" und einem Brief, den mir Herr Professor Planck-Berlin nach Einsicht in den folgenden Auszug schrieb, und dessen Veröffentlichung er mir gestattete, gleichzeitig in der „Vierteljahrsschrift für wissenschaftliche Philosophie und Soziologie" veröffentlichen zu können.

1) Diese Überschriften rühren von mir her.



den Gesetzen der Notwendigkeit und Trägheit bewegen. Körper (corpus)
S. 51. heißt jedes Massenwesen, welches von der Erde angezogen wird oder dieselbe anzieht.

S. 51. (S. 36) Ether (aithér) heißt jedes Masseteilchen, welches von der Erde nicht angezogen wird, auch dieselbe nicht anzieht.

2. Äther und Elektrizität.

S. 55. Von den Massewesen: den Körpern und dem Ether betrachten wir zunächst den Ether.

S. 57. (S. 39) Der Ether wird also von den Weltkörpern weder angezogen noch abgestoßen, er ist unwägbar oder imponderabel.

S. 58. Es scheint also, als sei der Ether ein leerer Raum. Aber der leere Raum kann sich doch nicht verdichten und verdünnen; er kann also auch nicht Lichtwellen bilden und fortpflanzen. Der Ether ist also auch nicht leerer Raum; er besteht vielmehr aus Etherwesen, welche eine Masse haben, wie wir dies sogleich sehen werden, und übt in der unmittelbarsten Nähe die gewaltigsten Wirkungen auf die Körper aus.

S. 59. Der Ether, in dem das Licht schwingt, übt also in unmittelbarer Nähe die gewaltigsten Wirkungen auf die Erde aus;
(S. 36.) der Ether hat also Masse. Auch der Ether besteht, wie bereits Ampère und Cauchy bemerkt haben, aus Punkten ohne jede Ausdehnung.

S. 64. Man kann durch diese Versuche der Ebnung oder Polarisation des Lichtes auch die Gestalt der Lichtwellen feststellen; es ergibt sich, daß das Licht in verschiedensten Ebenen in Ellipsen schwingt. Der ausgezeichnete Mathematiker A. L. Cauchy, Mémoire sur la dispersion de la lumière, Prag 1836, hat bewiesen, daß die Etherteilchen sich hierbei abstoßen bez. anziehen, umgekehrt wie die vierten Höhen (Potenzen) ihrer Entfernung.

S. 65. Die Etherteilchen haben Masse und bringen in nächster Nähe die gewaltigsten Wirkungen auf die Körperwelt hervor, dagegen sind sie in der Ferne unwägbar, d. h. werden von den Körpern weder angezogen noch abgestoßen. Die Etherteilchen stoßen sich gegenseitig ab, bez. ziehen sich an umgekehrt, wie die vierten Höhen (Potenzen) ihrer Entfernung. Fragen wir nun, wie lassen sich diese merkwürdigen Eigenschaften des Ethers erklären, so ergibt sich leicht, daß die kleinsten Etherteilchen zusammengesetzt sein müssen, d. h. nicht aus einfachen Wesen derselben Art bestehen können.

S. 66 u. 67. Die einfachen Wesen des Ethers, in welche wir hiermit den Ether zerlegt haben, sind von mir zuerst nachgewiesen. Es ist notwendig, um wissenschaftlich von denselben reden zu können, daß sie einen Namen erhalten, durch den sie von allen anderen Wesen unterschieden werden können, ich führe sie daher in die Wissenschaft ein unter dem Namen das „E-Wesen", oder kurz das E, und nenne das eine E-Wesen das $+E$, das andere E-Wesen das $-E$, die beiden E-Wesen, welche sich im kleinsten Etherteilchen anziehen, das E-Paar. Das Gesetz für die Beziehung dieser E-Wesen zu den Körpern ist nun folgendes:

Jedes kleinste Etherteilchen besteht aus einem Paare von E-Wesen, einem $+E$ und einem $-E$, welche beide gleicher Masse sind und von denen das eine von jedem Körper ebenso stark angezogen wird, als das andere in gleicher Entfernung abgestoßen wird; das Etherteilchen oder das E-Paar ist daher in der Ferne von den Körpern unwägbar, in nächster Nähe dagegen, wenn das angezogene E-Wesen dem Körper näher steht als das abgestoßene, wirkt das E-Paar ganz wesentlich auf
(S. 39.) den Körper ein. Mit andern Worten, das von Cauchy entdeckte Gesetz, daß sich die Etherteile anziehen oder abstoßen umgekehrt wie die vierten Höhen (Potenzen) der Entfernung, findet nur dann seine genügende Erklärung, wenn man annimmt, daß jeder Etherteil nichts anderes ist als ein E-Paar. Es gebührt meinem Bruder H. Graßmann das Verdienst, zuerst diesen glücklichen Gedanken gefaßt zu haben.

S. 68. (S. 39) Die E-Wesen stehen also im E-Paare in bestimmter, wenn auch sehr kleiner Entfernung, sie ziehen sich aber gegenseitig an und werden sich daher einander nähern, da sie aber bereits in Bewegung sind, so werden sie (wenn sie sich nicht beide in derselben geraden Linie bewegen, was unter unendlich vielen möglichen Fällen nur ein einzelner und daher unendlich unwahrscheinlicher Fall ist) nebeneinander vorbei eilen und nun wie die beiden Sterne eines Doppelsternes umeinander in elliptischen Bahnen kreisen. Der Schwung der Bewegung wird dabei der Anziehungs-

kraft ebenso das Gleichgewicht halten, wie dies bei der Bewegung der Sterne unseres Sonnenreiches oder eines Doppelsternes geschieht. Das E-Paar eines $+E$ und eines $-E$ wird durch diesen Kreislauf in elliptischer Bahn eine bestimmte Größe erhalten oder einen gewissen Raum einnehmen. Die Arbeit dieser E-Wesen, die Schnelligkeit, mit der sie umeinander kreisen, bestimmt die Größe des E-Paares.

S. 68. Aus der Rechnung der zweiten Anmerkung ergibt sich ferner, daß die gegenseitige Abstoßung der E-Paare sich gerade verhält wie das Quader der Entfernung der beiden E-Wesen im E-Paare, oder da beide in lebhaften Kreisen umeinander schwingen, wie das Quader der großen Achse des Kreisels (Ellipse), welchen sie beschreiben.

S. 69. Der Gedanke, daß der Ether in seinen letzten Teilchen aus E-Paaren bestehe, ist zuerst von meinem Bruder, dem Professor Hermann Graßmann, gefaßt, von mir aufgenommen und zuerst in R. Graßmann, Körperlehre oder Atomistik, Stettin 1862, öffentlich dargestellt.

S. 76 u. 77. Es ist uns noch nicht gelungen, die E-Wesen zu trennen, welche das E-Paar zusammensetzen, und die eine Art der E-Wesen, sei es die $+E$, sei es die $-E$, gesondert zur Erscheinung zu bringen und sie gesondert zu untersuchen.

S. 80. (S. 38) Je zwei entgegengesetzte elektrische Wesen binden sich aber und kommen daher nicht zur Wahrnehmung. Durch Annäherung eines Körpers, der mit einer Art der elektrischen Wesen geladen ist, werden beide Arten teilweise getrennt, die gleichartigen elektrischen Wesen werden abgestoßen, die entgegengesetzten werden angezogen, beide Arten kommen nun zur Wahrnehmung.

Hiermit haben wir sogleich nachgewiesen, wie die Reibungselektrizität entsteht, d. h. wie es kommt, daß bei der Reibung des Glases und des Harzes die elektrischen Wesen zum Vorschein kommen. Auf der Glasscheibe sind beide Arten der elektrischen Wesen vorhanden; bei der Reibung aber werden die $+E_1$ mehr von der Glasscheibe, die $-E_1$ mehr von dem Reibkissen angezogen, die $+E_1$ gehen daher vom Reibkissen auf die Glasscheibe und wandern von dieser auf den Sammler, die $-E_1$ dagegen gehen auf das Reibkissen und werden von diesem abgeleitet.

S. 83. Jedes elektrische Wesen hat mithin Masse und wird von jedem Körperwesen angezogen oder abgestoßen. Wenn die elektrischen E_1-Paare dennoch unwägbar sind, d. h. von der Erde nicht angezogen und nicht abgestoßen werden, so muß dies seinen Grund darin haben, daß das eine E_1-Wesen des E_1-Paares ebenso stark von der Erde angezogen wird, als das andere abgestoßen wird, und daß also die Erde auf das Paar beider Wesen keine Wirkung ausübt.

S. 83. Die elektrischen Wesen sind nichts anderes als die E-Wesen des Ethers und dürfen daher auch nur E-Wesen genannt werden. Die Kraft der Elektrizität muß daher E-Kraft, ihre Gesetze müssen E-Gesetze genannt werden.

3. Licht, Wärme, Elektrizität.

S. 84. (S. 72) Die Vergleichung des Lichtes mit der Elektrizität ergibt, daß beide darin übereinstimmen, daß beide Bewegungen reiner E-Wesen oder Etherwesen sind. Aber das Licht ist E-Schwingung, d. h. die Schwingung der E-Paare ohne Trennung ihrer beiden E-Wesen, der $+E$ und $-E$; dagegen ist die E-Kraft oder die Elektrizität eine E-Scheidung, d. h. die Trennung und Wiedervereinung dieser beiden E-Wesen, des $+E$ und des $-E$ ohne Schwingung der ganzen E-Paare.

Wird aber diese Trennung usw. so lebhaft, daß dadurch die ganzen E-Paare in Mitschwingung geraten, so werden auch die Ströme der E-Wesen leuchtend.

S. 209. Wärme aber ist Schwingung der Körbe, also der Körperwesen und der E-Paare. Soll diese durch den unwägbaren Ether sich fortpflanzen, so muß sie übergehen in reine Schwingungen von Etherteilchen oder E-Paaren. Reine Schwingung von E-Paaren nennt man Licht. Soll also Wärme durch den Ether sich fortpflanzen, so muß die Wärme in Licht sich verwandeln. Die Wärme ist es also, welche alles Licht erzeugt, und alles Licht geht wieder in Wärme über. Beides ist Bewegung, und zwar Bewegung der Wesen, aus denen die Massewelt besteht; aber Licht ist Bewegung der E-Paare ohne Schwingung von Körperwesen, Wärme dagegen ist vereinte Schwingung der E-Paare und Körperwesen oder Schwingung der Körbe.

Mit der E-Scheidung oder Elektrizität verglichen ist das Licht die Schwingung der E-Paare ohne Trennung ihrer beiden E-Wesen, der $+E$ und $-E$; dagegen ist die E-Kraft oder die Elek-

trizität eine E-Scheidung, d. h. die Trennung und Wiedervereinung dieser beiden E-Wesen, des $+E$ und $-E$, ohne Schwingung der ganzen E-Paare.

4. Die Konstitution des Atomes.

V. Wir werden im Laufe dieses Buches die sogenannten Atome in zahlreiche Wesen zerlegen lernen.

S. 175. In jedem Korbe (Atome) herrscht also an der Grenze des Korbes eine Abstoßungskraft, welche den Eintritt anderer Körper verhindert. In weiterer Form vom Korbe nimmt man von dieser Abstoßungskraft nichts wahr, diese wirkt nur unmittelbar an der Grenze des Korbes. Sie nimmt also nicht so ab wie die Anziehungskraft, d. h. sie verhält sich nicht umgekehrt, wie das Quader der Entfernung, sondern umgekehrt wie eine höhere Höhe (Potenz) der Entfernung. In jedem Korbe wirkt aber auch eine Anziehungskraft. Fassen
S. 177. wir alles zusammen, so herrscht also in jedem Korbe Anziehungskraft und Abstoßungskraft; die Anziehungskraft verhält sich in der Ferne umgekehrt wie das Quader der Entfernung; die Abstoßungskraft verhält sich in der Wirkungssphäre der Körbe umgekehrt wie eine höhere Höhe (Potenz) der Entfernung. Und es kann ja auch nicht anders sein.

V. Zwischen denselben zwei einfachen Wesen kann ferner nur eine einzige einfache Beziehung herrschen, das ist das zweite Gesetz der räumlichen Logik. Ziehen sich zwei Wesen an, so können sie sich nicht gleichzeitig abstoßen. Soll also zwischen zwei Wesen eine doppelte Beziehung stattfinden, so muß wenigstens das eine derselben zusammengesetzt sein und haben dann die verschiedenen einfachen Wesen in dem zusammengesetzten Wesen verschiedene Beziehungen.

S. 179. In jedem Korbe muß es also zwei Arten
(S. 41) von Massewesen geben, anziehende und abstoßende, und dürfen diese nicht in demselben Punkte oder Orte des Raumes sein, sondern müssen getrennt nebeneinander bestehen.

S. 180. Die abstoßenden Massewesen im Korbe können demnach nicht einfache Massewesen sein; sie müssen zusammengesetzte Wesen sein.

S. 181 Die abstoßenden Massewesen im Korbe
u. 182. bestehen also aus Paarwesen, $+E$ und
(S. 42) $-E$, von denen sich die entgegengesetzten anziehen, die gleichartigen abstoßen, und deren Paare sich gegenseitig abstoßen umgekehrt wie die vierte Höhe (Potenz) ihrer Entfernung. Da nun die Anziehung der einfachen Körperwesen im Korbe sich verhält umgekehrt wie das Quader der Entfernung, während die Abstoßung der Paarwesen im Korbe sich verhält umgekehrt wie die vierte Höhe (Potenz) ihrer Entfernung, so kann an der Grenze des Korbes nur dann Gleichgewicht herrschen, d. h. die Anziehungskraft und Abstoßungskraft einander gleich sein, wenn die einfachen Körperwesen ferner von der Grenze des Korbes und die Paarwesen näher an der Grenze des Korbes stehen, d. h. es müssen die einfachen Körperwesen den Kern des Korbes, die zusammengesetzten Paarwesen die Hülle des Korbes bilden. Ich bemerke jedoch, daß hieraus noch nicht folgt, daß diese Paarwesen aus denselben E-Wesen bestehen wie der Ether, und empfiehlt es sich
S. 182. daher, die Paarwesen der Korbhülle vorläufig durch eigene Zeichen, durch $+E'$ und $-E'$ von den $+E$ und $-E$ des des Ethers zu unterscheiden.

S. 183. Die beiden E'-Wesen desselben Hüll-
(S. 78) paares ziehen sich aber, wie eben dort bewiesen, gegenseitig an. Sie würden durch diese Anziehung in einem Punkt zusammengehen oder ihre Entfernung würde Null werden, wenn nicht die beiden E'-Wesen einen Schwung hätten, durch den sie umeinander kreisen und damit auseinandergehalten werden. Denken wir uns einmal die beiden E'-Wesen desselben Hüllpaares nicht mehr umeinander schwingend, sondern beide in einem Punkte vereint, so würden beide für jede Entfernung gleich stark anziehen und abstoßen, d. h. es wirkten beide gar nicht, wären gleich einem Punkte des leeren Raumes, dann hätte also auch das Hüllpaar keine räumliche Größe oder Ausdehnung, dann stießen sich auch nicht die Hüllpaare der Hülle gegenseitig ab, d. h. auch der Korb hätte keine räumliche Ausdehnung. Die ganze räumliche Ausdehnung der Körbe und damit der der Körper ist also nur
S. 183. eine Folge des Schwunges oder der Schnelligkeit, mit der die E'-Wesen desselben Hüllpaares umeinander kreisen. Wird diese Entfernung Null, so hört die Abstoßung auf, wächst die Entfernung, so wächst auch die Abstoßungskraft, und zwar wie das Quader der Entfernung, wie dies in der Anmerkung 2

zu Nummer 9 mathematisch bewiesen ist. Da nun die Entfernung der beiden E'-Wesen voneinander selbst nur eine Folge des Schwunges ist, und zwar Null, wenn der Schwung Null ist, und um so größer, je größer der Schwung ist: so kann man auch sagen, die Ausdehnung der Körbe ist allein die Wirkung des Schwunges, mit dem die E'-Wesen desselben Hüllpaares umeinander schwingen, oder sie ist die Arbeit der Bewegung, welche vom Schöpfer den E'-Wesen bei ihrer Erschaffung mitgegeben ist.

Auch die Hüllpaare stehen übrigens in der Hülle des Korbes nicht stille, sondern tanzen um den Kern desselben herum; denn Ruhe ist nur ein einzelner
S. 183. Zustand unter den unendlich vielen Möglichkeiten der Bewegung und ist es daher unendlich unwahrscheinlich, daß gerade dieser Zustand bei den Körben der gesetzmäßige sein sollte. Dieser Schwung der Hüllpaare, vereint mit der gegenseitigen Abstoßungskraft der Hüllpaare, hält der Anziehungskraft des Kernes auf die Hüllpaare das Gleichgewicht und bestimmt die Größe des Korbes.

S. 184. (S. 76 f.) Wir haben hiermit die Körbe in ihre einfachen Wesen zerlegt. In der Mitte des Korbes fanden wir als Kern des Ganzen die einfachen Körperwesen, die von der Erde angezogen werden und diese anziehen. An der Grenze des Korbes dagegen fanden wir die etherhafte Hülle des Korbes, zusammengesetzt aus einem $+E'$ und einem $-E'$, welche sich anziehen und in schnellstem Kreislaufe umeinander tanzen, die Hüllpaare selbst von dem Körperkerne angezogen und in raschem Tanze um denselben schwingend.

5. Elektrizität und Chemie.

(S. 550.) Alle chemischen Verbindungen verdanken mithin nur der gegenseitigen Anziehung der E-Punkte ihr Dasein.

S. 196. (S. 548 f.) Die chemische Vereinigung oder die Mischung zweier Stoffe geschieht also nur durch die gegenseitige Anziehung
S. 196 u. 197. entgegengesetzter E-Wesen. Es gibt uns dies zugleich unzweifelhaften Aufschluß über die Massewesen, welche die Hülle der Körbe zusammensetzen. Die $+E'$ und $-E'$ dieser Hüllen sind hiernach nichts anderes als die E-Wesen, welche wir beim Ether und in der Elektrizität kennen lernten, die Hüllpaare der Korbhüllen sind nichts anderes als die E-Paare, welche gleichfalls bei dem Ether besprochen sind. Es ergibt sich daraus:

Jeder Korb besteht aus zwei Teilen: einem körperlichen Kerne, den Assen oder dem Körperwesen, welche Sitz der Anziehungskraft sind, und einer etherhaften Hülle, welche aus E-Paaren zusammengesetzt ist und welche der Sitz der Abstoßungskraft ist.

(S. 49.) S. 192. Die chemische Vereinigung zweier Stoffe ist also nichts anderes, als die Anziehung des $+$-Stoffes zu den $-E$, die des $-$-Stoffes zu den $+E$ in der Weise, daß die beiden E-Wesen eines E-Paares nicht mehr umeinander kreisen, sondern die $-E$ dem $+$-Stoffe, die $+E$ dem $-$-Stoffe zugekehrt stehen und durch ihre gegenseitige Anziehungskraft die beiden Stoffe verbinden. Die chemische Trennung oder Zerlegung ist nichts anderes, als daß die $-E$ des $+$-Stoffes durch die $+E$ eines anderen $-$-Stoffes stärker angezogen werden, als durch die des bisherigen $-$-Stoffes und daß sie sich daher von letzteren trennen und zu den ersteren begeben.

(Eingegangen 10. Mai 1909.)

Über den Einfluß von Verunreinigungen auf den Dopplereffekt im Spektrum der Kanalstrahlen des Wasserstoffs.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von B. Straßer.

Die Untersuchungen, welche bisher von verschiedenen Beobachtern über den Dopplereffekt im Spektrum der Kanalstrahlen angestellt worden sind, haben ergeben, daß bei Beobachtung in der Richtung der Kanalstrahlenbewegung neben der „bewegten" Linie durch ein Intensitätsminimum getrennt auch stets die „ruhende" Linie auftritt. Wie schon von verschiedenen Autoren [1]) hervorgehoben worden ist, sind die Intensitäten der ruhenden und bewegten Linie von der Reinheit des Gases abhängig. Es sollen im folgenden die Ergebnisse von Versuchen mitgeteilt werden, welche von mir über die Wirkung absichtlicher Verunreinigungen angestellt worden sind.

Damit selbst bei langem Betrieb fremde Gase nicht von den Elektroden und den Glaswänden abgegeben würden, erwärmte ich die Röhre vor der Aufnahme von Spektrogrammen mehrere Tage stark, während sie gleichzeitig

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **21**, 401, 1906.

von einem möglichst starken Strom durchflossen wurde. Es waren dann selbst bei geringen Drucken nur die Wasserstofflinien im Spektrum sichtbar.

Die photographischen Aufnahmen, welche mit so behandelten Röhren bei Verwendung reinen Wasserstoffes erhalten wurden, zeigen die ruhende Linie kaum sichtbar, oder überhaupt nicht, während man die bewegte Linie in normaler Schwärzung auf der Platte erkennt.

Werden nur geringe Mengen eines anderen Gases zum Wasserstoff hinzugefügt, so tritt die ruhende Linie sofort wieder auf. Ihre Intensität nimmt mit der Menge des verunreinigenden Gases zu, während gleichzeitig die Intensität der bewegten Linie abnimmt und sie näher an die ruhende Linie heranrückt; die Geschwindigkeit der leuchtenden Teilchen ist also verändert worden. Bei sehr starker Verunreinigung des Wasserstoffes ist das Intensitätsminimum nicht mehr wahrnehmbar, die bewegte Linie schließt sich unmittelbar an die ruhende an.

Die eben beschriebene Erscheinung ist abhängig von der Art des zum Wasserstoff hinzugefügten Gases, und zwar zeigt sich, daß die Gase mit großem Atomgewicht bei gleichen Volumenteilen eine stärkere Wirkung ausüben als die Gase mit kleinem Atomgewicht. Ein Hinzufügen von weniger als ein Volumenprozent Argon bewirkt schon ein sehr merkliches Hervortreten der ruhenden Linie.

Betrug das Verhältnis der Volumina des Wasserstoffs zum Argon ungefähr 1 : 1, so reicht die innere Seite der bewegten Linie bis an die ruhende heran, das Intensitätsminimum ist überbrückt. Beim Zufügen von Stickstoff tritt dies ein, wenn das Volumenverhältnis Wasserstoff : Stickstoff etwa 1 : 1,5 ist. Viel geringer hingegen ist der Einfluß des Heliums. Selbst bei einem Verhältnis der Wasserstoff- zur Heliumfüllung von 1 : 20 ist das Intensitätsminimum noch wahrzunehmen, die Intensität der ruhenden Linie ist jedoch wesentlich größer als die der bewegten.

Bei dem gleichzeitigen Auftreten der Wasserstoff- und Heliumlinien im Kanalstrahlenspektrum wurde folgende Eigentümlichkeit beobachtet. Im Spektrum der Kanalstrahlen treten die Wasserstofflinien bei weitem intensiver hervor als im negativen Glimmlicht, wo hauptsächlich das Heliumspektrum und insbesondere die grüne Linie auftritt. Im Kanalstrahlenteil der Röhre unmittelbar hinter der Kathode ist die Intensität der Heliumlinien auch noch stärker als die der Wasserstofflinien für den Fall, daß in der Gasmischung das Helium stark im Überschuß vorhanden ist. Im weiteren Verlauf der Kanalstrahlen tritt jedoch das Heliumspektrum immer mehr zurück gegen das Wasserstoffspektrum, so daß in einer Entfernung von etwa 25 cm von der Kathode fast nur noch das Wasserstoffspektrum sichtbar ist.

Denselben Einfluß wie fremde mit dem Wasserstoff vermischte Gase üben auf das Auftreten des Dopplereffekts auch die Metallteilchen aus, welche durch das Zerstäuben der Elektroden in der Röhre besonders vor der Kathode vorhanden sind. Verwendet man als Kathode das im Gegensatz zum Aluminium stark zerstäubende Silber, so ist anfangs bei sehr reinem Wasserstoff auf den Spektrogrammen fast nur die ruhende Linie wahrzunehmen; die bewegte Linie ist kaum sichtbar.

Die Zerstäubung der Elektroden nimmt nach meinen Versuchen mit der Zeit ab. Die Aufnahmen, welche mit stark zerstäubendem Kathodenmaterial erhalten wurden, zeigen, daß in demselben Maße, wie die Zerstäubung geringer wird, die bewegte Linie und das Intensitätsminimum wieder mehr hervortreten. Nachdem der Strom sechs Stunden durch die Röhre gegangen war, unterschieden sich die Aufnahmen nur noch wenig von denen, welche bei Röhren mit Aluminiumelektroden erhalten wurden. Die gleichen Erscheinungen wurden auch bei Kupfer- und Platinkathoden beobachtet, während in Röhren, deren Kathoden aus Metallen bestanden, die wenig zerstäuben, wie Magnesium, Eisen oder aus Kohle, der Dopplereffekt von Anfang an gut erhalten wurde.

Auf der Wirkung der Kathodenzerstäubung dürfte es auch beruhen, daß der Dopplereffekt vor der Kathode schwerer zu erhalten ist, als hinter der Kathode [1]).

Ausführlichere Mitteilungen über die Versuche und die Folgerungen zuf die Theorie der Strahlung bewegter Ionen werden demnächst an anderer Stelle mitgeteilt werden.

1) Vgl.: B. Straßer u. M. Wien, diese Zeitschr. **7**, 744, 1906; F. Paschen, diese Zeitschr. **7**, 924, 1906; Trowbridge, Phil. Mag. **14**, 520, 1909.

(Eingegangen 30. Mai 1909.)

Steinsalzoptik im Ultraviolett.

Von A. Pflüger.

Das Steinsalz hat in der praktischen Optik bisher nur für Messungen im Ultrarot Verwendung gefunden. Trotzdem seine große Durchlässigkeit im Ultraviolett schon lange bekannt ist, hat man ihm in diesem Gebiete den Quarz oder Flußspat vorgezogen, da seine hygroskopischen Eigenschaften und das damit verbundene schnelle Mattwerden der polierten Flächen um so schädlicher wirkt, je kurzwelliger die Strahlung ist.

Nun besitzt aber das Steinsalz vor dem Flußspat und Quarz den Vorzug sehr großer



Dispersion, wie aus folgender, für ein 60gradiges Prisma berechneter Tabelle hervorgeht:

Dispersion von	Flußspat	Quarz	Steinsalz
185—231 $\mu\mu$	3° 5′	5° 40′	27° 10′
231—340 $\mu\mu$	2° 20′	4° 20′	10° 10′
340—394 $\mu\mu$	26′	40′	2° 20′

Für eine Untersuchung im Ultraviolett, die große Lichtstärke und große Dispersion erforderte, habe ich, wie schon früher berichtet[1]), mit sehr gutem Erfolge Steinsalzprismen benutzt, deren brechende Flächen durch mit Glyzerin aufgekittete dünne Quarzplatten geschützt sind. Das größte dieser Prismen hat brechende Flächen von 5 × 12 cm. Seine Dispersion ist, wie man aus obiger Tabelle ersehen mag, etwa die dreifache des Quarzes und sein Preis sehr viel billiger als ein gleich großes, geschweige denn wie drei gleich große Quarzprismen. Die Haltbarkeit ist vorzüglich, denn in mehreren Jahren haben die Prismen, allerdings bei sorgfältiger Aufbewahrung unter Chlorkalziumverschluß während der Zeit des Nichtgebrauchs, keine Veränderungen erlitten. Infolge der Glyzerinkittung sind die Prismen indessen nur bis etwa 230 $\mu\mu$ durchlässig. Indessen lassen sich mit Leichtigkeit Formen angeben (z. B. luftdichter Verschluß in Hohlprismen mit Quarzfenstern, vielleicht auch Einbettung in Benzol), die auch bei noch kürzereren Wellenlängen durchlässig sind.

Für das Gebiet unterhalb 210 $\mu\mu$, wo Quarz in dicken Schichten nicht mehr genügend durchlässig ist, kann Steinsalz den sehr viel teureren Flußspat ersetzen, da ein spitzwinkliges, noch genügend durchlässiges Steinsalzprisma von derselben Dispersion wie ein 60gradiges Flußspatprisma leicht hergestellt werden kann.

Ferner lassen sich mit Quarz und Steinsalz vorzügliche im Ultraviolett achromatische Objektive herstellen. Die Firma Hans Heele in Berlin hat mir außer den Prismen zwei solche Objektive von 5 cm Durchmesser und 30 cm Brennweite hergestellt, mit deren Leistungen und Haltbarkeit ich gleichfalls sehr zufrieden bin. Die zwischen zwei Quarzlinsen mit Glyzerin eingekittete Steinsalzlinse ist auf diese Weise völlig geschützt. Der Preis ist im Vergleich zu Quarz-Flußspatachromaten ein sehr billiger, ganz abgesehen davon, daß letztere in solcher Größe wohl kaum zu haben sein werden. Auch hier wird die Durchlässigkeit durch Wegfall der Glyzerinkittung zu steigern sein.

1) A. Pflüger, Ann. d. Phys. **13**, 890, 1904; **26**, 789, 1908.

Bonn, Physikalisches Institut der Universität, April 1909.

(Eingegangen 3. Mai 1909.)

Absorption ätherischer Öle im Ultraviolett.

Von A. Pflüger.

In der vergeblichen Hoffnung, ein Kittmittel von größerer Ultraviolett-Durchlässigkeit als das Glyzerin zu finden, habe ich mit Quecksilberlampe und Thermosäule eine Anzahl ätherischer Öle, die mir von der Firma Schimmel & Cie freundlichst zur Verfügung gestellt wurden, untersucht. Die Substanzen wurden zwischen Quarzplatten gepreßt; die Zahlen der folgenden Tabelle stellen die Durchlässigkeit dieser dünnen Schichten, deren Dicke nicht bestimmt wurde, in Prozenten dar. Sie geben ein besseres Bild der Absorption als frühere, in Kaysers Handbuch der Spektroskopie wiedergegebene Beobachtungen.

	253	280	302	313	363 $\mu\mu$
		%	%		
Benzylacetat chlorfrei .	0	70	93		
Benzylalkohol	0	36	74	89	
Terpentin	0	12	35	50	
Zedernholzöl Florida .	Spuren	10	—	23	76
„ Atlas . .	0	—	0		
Senföl	0	10	30		
Benzylbenzoat	0	0	86	92	
Benzoesäuremethylester	0	0	67	74	
Gurgunbalsamöl	0	0	40	61	97
Kopaivabalsamöl	0	0	24	55	
Sandelholzöl	0	0	5	24	97
Safrol	0	0	0	3	71
Isosafrol	0	0	0	3	90
Salizylsäureamylester . .	0	0	0	0	97
Wintergrünöl				0	94
Zimtsäureäthylester . .				0	90
Eugenol				0	50
Anisaldehyd				0	43
Methylengenol				0	11
Benzaldehyd					0

(Eingegangen 3. Mai 1909.)

Experimentalbeitrag zur Kenntnis der turbulenten Flüssigkeitsreibung.

Von Emil Bose und Dietrich Rauert.

Die bisherigen Untersuchungen über turbulente Flüssigkeitsreibung beschränken sich in ganz überwiegendem Maße auf das Wasser, bei welchem der Einfluß der Rohrdimensionen, des Druckgefälles und anderer Faktoren genau studiert worden ist. Es ist ohne weiteres verständlich wegen der zahllosen technisch wichtigen Fälle, wo Wasser in Rohrleitungen strömt und wo von einer Gültigkeit des Poiseuilleschen Gesetzes nicht mehr die Rede ist, daß die turbulente Flüssigkeitsreibung in erster Linie von Ingenieuren, und nur an der technisch weitaus bedeutungsvollsten Flüssigkeit, dem Wasser, studiert worden ist. Daher rührt auch die sehr häufig angewendete Bezeichnung der

turbulenten Strömungszustände als „hydraulische“ Strömung.

Vergleichende Untersuchungen verschiedener Substanzen, deren Bedeutung mehr auf rein wissenschaftlichem (physikalischem oder physikalisch-chemischem) Gebiete liegen würde, sind unseres Wissens noch nicht angestellt worden, und es wird Sache besonderer Arbeiten sein müssen, zunächst einmal zu konstatieren, welche Konstanten als charakteristische Materialkonstanten der turbulenten Reibung anzusehen sind. Insbesondere wird es von Wichtigkeit sein, festzustellen, ob zwischen den Materialkonstanten für die Poiseuillesche Reibung und für die turbulente Reibung Proportionalität besteht oder nicht, d. h. ob die übliche Reibungskonstante auch zur Darstellung des Verhaltens im turbulenten Zustande genügen wird oder nicht.

Da von einer Theorie der turbulenten Reibung zurzeit noch in keiner Weise die Rede sein kann, so wird es sich zunächst einmal darum handeln müssen, durch geeignete Versuche an anderen Substanzen zunächst ein genügend umfangreiches und einwandfreies Beobachtungsmaterial zu beschaffen, an dem sich diese Fragen entscheiden lassen und an das sich dann eventuell weitere Schlüsse knüpfen lassen. Einen ersten Versuch, einen Schritt in dieser Richtung zu tun, stellen die vorliegenden Versuche dar, die allerdings noch der Vervollständigung und namentlich der Ausdehnung auf eine größere Zahl von Substanzen bedürfen, die aber immerhin schon jetzt wenigstens nach einer Richtung hin einen Anhalt zu liefern scheinen. Wir publizieren sie jetzt schon in aller Kürze, da die rechnerische Verwertung der bisherigen Zahlen und auch die Fortführung der Versuche durch die Übersiedelung des einen von uns nach Südamerika eine längere Unterbrechung erleiden.

Es ist insbesondere durch Untersuchungen von Osborne Reynolds[1]) gezeigt worden, daß die turbulente Reibung beim Wasser ziemlich genau als eine lineare Funktion darzustellen ist, wenn man als Abszisse den Logarithmus des mittleren Druckgefälles und als Ordinate etwa die Logarithmen der reziproken Ausflußzeiten wählt.

Man erhält demnach:

$$ln \frac{1}{z} = a + b\, ln \frac{\overline{dP}}{dx}.$$

Beziehen sich alle zu vergleichenden Versuche auf den gleichen Reibungsapparat, so kann an Stelle des mittleren Druckgefälles $\frac{\overline{dP}}{dx}$ direkt die diesem proportionale treibende Druckdifferenz $P - P' = p$ gesetzt werden, wodurch

$$ln \frac{1}{z} = a' + b\, ln\, p$$

wird.

Schreibt man die für den Poiseuilleschen Strömungszustand geltende direkte Proportionalität zwischen reziproker Ausflußzeit und Druck in logarithmischer Form, so erhält man

$$ln \frac{1}{z} = a'' + ln\, p,$$

d. h. der Poiseuillesche Zustand ist durch den Fall $b = 1$ charakterisiert.

Der Schnittpunkt der beiden Geraden einer Substanz ergibt für die betreffende Versuchsanordnung und Substanz Werte der kritischen Geschwindigkeit und des kritischen Druckgefälles, die als Einheiten betrachtet, eine Skala für die Intensität der Durchwirbelung liefern und daher eine bequeme Umrechnung der Messungen an den verschiedensten Substanzen auf gleiche Wirbelintensität gestatten.

Experimentell ist das Bereich in unmittelbarer Nähe des Schnittpunktes nicht stabil realisierbar, da hier beide Strömungszustände labil werden, dergestalt, daß der jeweils bestehende die Tendenz hat, in den andern überzugehen, was ein fortwährendes Abwechseln beider zur Folge hat. Da jedoch für die Poiseuillesche Strömung die geradlinige Beziehung streng gültig sein muß, für die turbulente aber jedenfalls mindestens als eine sehr gute erste Annäherung betrachtet werden kann, so ist die Ermittelung der Daten des Schnittpunktes stets mit ziemlicher Genauigkeit möglich. Es wird sich natürlich erst bei einer eingehenden rechnerischen Diskussion des Beobachtungsmaterials zeigen, ob eine andere Funktion an Stelle der geradlinigen Beziehung für den hydraulischen Zustand angesetzt werden muß.

Wir beschränken uns daher hier lediglich auf die einfache Angabe der direkten Beobachtungsdaten, die in den folgenden Tabellen niedergelegt sind. Die Messungen wurden in einem Reibungsgefäß ausgeführt, das in seiner äußeren Form durchaus dem glich, welches von Fr. A. Willers auf Veranlassung des einen von uns bei seinen Messungen an dem inhomogenen System von Isobuttersäure und Wasser verwendet wurde, und das in dessen Mitteilung[1]) abgebildet worden ist.

In einem derartigen Gefäße wurden in ganz analoger Weise die Messungen ausgeführt, wie das schon in der Willersschen Mitteilung und auch schon vorher in der Mitteilung des einen von uns über die Untersuchung des Anisaldazins im hydraulischen Strömungszustande[2]) beschrie-

1) Vgl. z. B. die Zusammenstellung der diesbezüglichen Literatur in M. Brillouin, Leçons sur la viscosité, Paris, Gauthier-Villars, 1908.

1) Diese Zeitschr. 10, 244, 1909.
2) Diese Zeitschr. 10, 32, 1909.

ben worden ist. Die Untersuchung erstreckte sich bisher auf folgende neun Substanzen:

Wasser,
Äthylalkohol,
Äthylacetat,
Benzol,
Toluol,
Aceton,
Chloroform,
Bromoform,
Quecksilber.

Die eigentlichen Daten sind in den Tabellen 1—9 niedergelegt, und zwar enthalten stets die mit p überschriebenen Kolumnen den treibenden Druck in kg/cm², die mit z überschriebenen die Durchflußzeit in unserem Apparat in Sekunden, stets bezogen auf das gleiche Durchflußvolum von 8,81 ccm.

Tabelle 1.

Wasser. $T - 273 = 16^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,0074	1153	0,128	118,4	0,312	68,7	0,550	48,2	1,035	33,4
0,0100	860	0,135	115,2	0,320	67,5	0,560	47,7	1,094	32,3
0,0153	559	0,1524	106,9	0,360	62,3	0,714	41,3	1,240	30,0
0,0242	378	0,158	105,0	0,367	61,5	0,730	40,8	1,352	28,5
0,0392	262	0,182	95,2	0,374	60,5	0,743	40,7	1,473	27,4
0,0546	209	0,188	93,4	0,408	57,6	0,756	40,1	1,554	26,2
0,061	195	0,215	85,8	0,415	57,3	0,767	39,7	1,702	25,1
0,064	188,4	0,220	84,2	0,445	54,6	0,791	39,0	1,760	24,6
0,066	184,5	0,2475	78,8	0,465	53,2	0,808	39,0	1,808	24,0
0,079	164,0	0,253	78,2	0,476	52,7	0,840	37,6	1,842	23,8
0,094	145,6	0,258	76,3	0,488	52,2	0,963	35,1	1,873	23,7
0,110	131,2	0,305	68,9	0,538	48,8	1,020	33,7		

Tabelle 2.

Äthylalkohol. $T - 273 = 16^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,0108	911	0,0790	161,0	0,458	51,0	0,843	35,0	1,494	25,1
0,0142	694	0,1115	126,0	0,453	51,5	0,915	33,3	0,0408	267,5
0,0181	549	0,148	104,3	0,544	46,3	0,983	31,8	0,053	217,5
0,0217	467,5	0,190	88,6	0,610	42,8	1,050	30,6	0,0734	171,0
0,0292	354	0,234	77,7	0,650	41,5	1,120	29,7	0,109	129,7
0,0442	250	0,285	68,5	0,682	40,2	1,180	28,8		
0,0572	204,7	0,344	60,8	0,714	39,2	1,258	27,7		
0,0684	179,0	0,400	55,4	0,777	37,1	1,330	27,1		

Tabelle 3.

Äthylacetat. $T - 273 = 20^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,00725	898	0,0530	182,0	0,269	66,4	0,650	39,4	1,154	28,3
0,0085	766	0,0633	162,2	0,288	63,1	0,733	36,7	1,234	27,1
0,0115	579	0,0691	153,0	0,356	56,2	0,793	35,0	1,330	26,1
0,0156	440	0,0965	124,8	0,406	51,8	0,855	33,7	1,334	25,8
0,0188	378	0,1325	102,6	0,469	47,5	0,901	32,4	1,403	25,2
0,0253	303	0,151	94,8	0,510	45,1	0,950	31,5		
0,0263	296,5	0,179	85,4	0,561	42,7	0,995	30,6		
0,0387	228	0,237	71,0	0,602	41,1	1,070	29,6		

Tabelle 4.

Benzol. $T - 273 = 18^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,0055	973	0,0702	145,5	0,320	57,5	0,910	31,6	1,622	22,4
0,0083	652	0,0720	144,6	0,381	52,2	0,945	31,1	1,685	21,7
0,0108	529	0,1010	117,5	0,419	49,5	1,030	29,6	1,810	20,8
0,0164	384	0,1285	101,2	0,485	45,3	1,122	27,9	1,869	20,4
0,0234	297	0,156	89,2	0,570	41,7	1,267	25,9	2,008	19,45
0,0248	286	0,180	81,2	0,644	38,7	1,336	25,1	2,134	18,6
0,0361	251	0,224	71,4	0,781	34,6	1,425	24,2	2,238	18,3
0,0565	166	0,268	63,7	0,869	32,6	1,510	23,2	2,350	17,7

Tabelle 5.

Toluol. $T - 273 = 18^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,0044	1080	0,0692	142,0	0,320	56,2	0,768	34,0	1,298	24,75
0,0055	865	0,0822	128,4	0,368	52,2	0,780	33,8	1,380	23,75
0,0068	710	0,1088	108,1	0,415	48,5	0,867	31,55	1,472	22,7
0,0090	565	0,1353	94,0	0,410	49,1	0,915	30,7	1,554	22,15
0,0138	408	0,161	84,2	0,487	44,3	0,990	29,55	1,623	21,5
0,0195	319,4	0,1897	76,7	0,549	41,7	1,045	28,2	1,680	21,0
0,0292	246,0	0,2175	70,3	0,609	39,3	1,100	27,2	1,770	20,4
0,0516	171,7	0,2455	65,6	0,680	36,75	1,160	26,55	1,840	19,75
0,0517	170,0	0,276	61,3	0,693	36,4	1,218	25,65	1,890	19,45

Tabelle 6.

Aceton. $T - 273 = 18^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,0037	785	0,0336	187,5	0,189	67,8	0,559	34,75	1,020	22,9
0,0049	645	0,0404	168,0	0,218	62,0	0,6225	32,05	1,076	22,04
0,0064	529	0,0476	153,5	0,257	56,0	0,688	30,05	1,130	21,3
0,0098	401	0,0637	128,0	0,299	51,3	0,740	28,7	1,188	20,5
0,0131	335	0,0769	115,4	0,3415	46,9	0,7855	27,5	1,207	20,25
0,0191	264	0,1013	97,5	0,401	42,9	0,834	26,5	1,234	20,0
0,0257	220	0,1280	84,4	0,454	39,4	0,870	25,7	1,255	19,96
0,0277	212	0,1590	74,5	0,502	37,0	0,9275	24,55	1,318	19,0

Tabelle 7.

Chloroform. $T - 273 = 18^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,0061	875	0,0760	163,6	0,424	59,0	0,907	36,7	1,300	28,8
0,0071	844	0,106	134,2	0,438	57,6	0,981	35,0	1,347	28,2
0,0085	670	0,131	118,2	0,478	54,8	0,990	34,8	1,353	27,9
0,0105	575	0,159	105,5	0,557	49,7	1,075	32,8	1,356	28,3
0,0135	487	0,188	95,6	0,591	47,7	1,112	31,9	1,405	27,6
0,0171	408	0,222	86,5	0,649	45,2	1,145	31,55	1,445	26,8
0,0220	383	0,265	78,0	0,735	42,2	1,196	30,55	1,460	26,15
0,0302	364	0,298	72,2	0,763	40,65	1,202	30,55	1,474	26,4
0,0522	204	0,315	70,4	0,810	39,7	1,255	29,6	1,488	26,1
0,0684	173	0,375	63,7	0,872	37,5	1,290	28,85		

Tabelle 8.

Bromoform. $T - 273 = 18^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,0159	985	0,0925	253	0,367	105,4	0,974	58,4	1,692	42,6
0,0181	865	0,1224	210,5	0,446	93,5	1,130	53,8	1,760	41,7
0,0191	824	0,148	186,0	0,519	84,6	1,268	50,25	1,836	40,8
0,0308	548	0,1985	154,7	0,606	77,0	1,385	48,0	1,966	39,1
0,0475	396	0,254	132,8	0,678	72,6	1,498	45,8	2,080	38,05
0,0636	322	0,313	116,6	0,9175	60,7	1,602	44,2	2,196	36,7

Tabelle 9.

Quecksilber. $T - 273 = 18^0$ C.

p	z	p	z	p	z	p	z	p	z
0,0775	485	0,574	146,0	1,720	70,1	1,850	66,5	2,314	56,1
0,109	395	0,615	139,7	1,730	69,6	1,853	66,7	2,386	55,1
0,147	330	0,675	132,0	1,737	69,8	1,880	66,1	2,475	53,8
0,177	297	0,707	128,5	1,752	68,9	1,940	64,3	2,571	52,5
0,2244	260	0,795	119,3	1,789	68,5	1,984	63,1	2,690	50,5
0,275	230	0,968	105,0	1,794	68,0	2,060	61,5	2,766	49,6
0,362	195	1,113	95,2	1,819	67,3	2,120	60,3	2,850	48,65
0,449	170	1,227	89,1	1,820	67,2	2,207	58,4	2,892	47,85
0,525	154,2	1,400	81,4	1,826	67,3	2,240	57,75		
0,544	150,0	1,664	72,1	1,827	66,9	2,287	56,7		

Wir wollen es hier einstweilen unterlassen, irgendwelche allgemeinere Folgerungen an das vorgelegte Beobachtungsmaterial zu knüpfen, da uns dieselben im Hinblick auf die noch fehlende Durchrechnung als verfrüht erscheinen würden, doch wollen wir nicht verfehlen, schon auf einen auffälligen und keineswegs vereinzelten Befund hinzuweisen, der beweist, daß von einer Proportionalität von Poiseuillescher und turbulenter Reibung nicht streng die Rede sein kann, wenn auch im großen und ganzen ein annäherndes Parallelgehen beider nicht zu verkennen ist. Es zeigt sich nämlich, daß bisweilen diejenige von zwei Flüssigkeiten, welche im Poiseuilleschen Zustande die zähflüssigere ist, im turbulenten Gebiete als die dünnflüssigere erscheinen kann. Beispiele dafür lassen sich in unseren Tabellen eine ganze Reihe finden. Eines derselben anzuführen möge genügen.

Für $p = 0{,}0100$ ergibt Wasser $z = 860$,
„ $p = 0{,}0108$ „ Alkohol $z = 911$,

also trotz merklich höheren Druckes noch die größere Ausflußzeit. Bei intensiver Durchwirbelung aber

für $p = 0{,}840$ ergibt Wasser $z = 37{,}6$
und „ $p = 0{,}843$ „ Alkohol $z = 35{,}0$,

d. h. bei sehr nahe gleichem Drucke hat jetzt Alkohol die bei weitem kleinere Ausflußzeit, die Rollen haben sich also vertauscht. Es zeigt sich dieses Verhalten in den meisten Fällen, wo es auftritt, auf fast der ganzen Linie, sobald eine gewisse Intensität der Durchwirbelung überschritten wird, doch haben wir auch ein Beispiel dafür, daß dies Verhalten nur auf ein gewisses Intervall beschränkt ist und bei noch intensiverer Durchwirbelung nicht mehr beobachtet wird.

Im einzelnen aber möchten wir zurzeit auf diese Dinge noch nicht eingehen, sondern verschieben jede eingehendere Diskussion unseres Beobachtungsmaterials bis auf die Zeit, wo es dem einen von uns möglich sein wird, die vollständige Durchrechnung dieser Versuche und weiterer demnächst im Physikalischen Institute der Universität La Plata (Argentinien) anzustellender auszuführen.

Danzig-Langfuhr resp. Lissabon, den 11. Mai 1909.

(Eingegangen 18. Mai 1909.)

Über die Schwingungsform von Stimmgabelstielen.

Von E. Waetzmann.

Bisher liegen in der Literatur nur sehr spärliche Angaben über die Stielschwingungen von Stimmgabeln vor, obwohl diese Frage auch großes praktisches Interesse hat, da die Stimmgabel für die Otologie ein geradezu unentbehrliches Hilfsmittel geworden ist. Im folgenden möchte ich mir deshalb erlauben, das Resultat einiger einschlägigen Versuche mitzuteilen, die freilich auf Vollständigkeit schon aus dem Grunde keinen Anspruch machen können, weil das dazu notwendige umfangreiche Stimmgabelmaterial nicht zur Hand war. Gleichzeitig möchte ich auf eine sehr naheliegende einfache Methode hinweisen, mit Hilfe deren sich die Schwingungsfiguren der Stiele annähernd analysieren lassen.

Einer der wichtigsten Punkte bei der Untersuchung ist die Befestigungsart der Stimmgabel. Um ein Abdämpfen der Schwingungen durch festes Einklemmen der Gabel zu vermeiden, und um andererseits auch eine scheinbare Verstärkung der Schwingungen infolge von Resonanzerscheinungen nach Möglichkeit auszuschließen, wurden die Gabeln nach Art eines Reiters über eine möglichst unelastische Unterlage gehängt. Dieselbe bestand aus einem aus Sägespänen, Watte usw. hergestellten Seil, dessen Enden an dicken Filzklötzen befestigt waren, die ihrerseits von kompakten Eisenstativen gehalten wurden. An dem Stiel wurden kleine versilberte Glassplitter befestigt, die seitlich etwas hervorragten. Die Versilberung zeigt immer kleine Fehler und Risse, so daß man im durchgehenden Lichte unter dem Mikroskop einzelne feine Lichtpünktchen erhält. Deren Schwingungsform wurde beobachtet.

Wären nur Transversalschwingungen vorhanden, so würde man nach Erregung der Gabel die Lichtpünktchen in gerade, horizontale Linien auseinander gezogen sehen. Treten noch longitudinale Schwingungskomponenten hinzu, so erhält man je nach ihrer Zahl, Periode, Amplitude und Phase die verschiedenartigsten, event. recht komplizierten Schwingungsfiguren. Die Bewegungsart des Stieles wird nun von verschiedenen Faktoren stark beeinflußt. Abgesehen von der Befestigung der Stimmgabel spielt die Art des Anschlages eine große Rolle; ob man schwach oder stark, mit einem weichen

oder harten Instrument, mehr an den Zinkenenden oder weiter unten, nach dem Mittelstück zu, anschlägt. Ferner macht es einen großen Unterschied, ob die Gabeln belastet sind oder nicht, und gegebenen Falles, wie sie belastet sind. Endlich wird man kaum zwei Stimmgabeln — selbst bei gleichem Typus — finden, die sich gleich verhalten; jede Stimmgabel muß als ein Individuum für sich betrachtet werden. Das schließt natürlich alles nicht aus, daß sich doch gewisse generelle Resultate herleiten lassen.

Bei schwachem Anschlag waren an unbelasteten Gabeln longitudinale Komponenten im Stiele im allgemeinen nicht zu konstatieren. Wurden die betreffenden Gabeln dann aber belastet, oder wurden sie auch nur sehr stark angeschlagen, so traten longitudinale Komponenten auf; bei sehr tiefen Stimmgabeln namentlich die höhere Oktave des Grundtones der Gabel. Der allgemeine Fall ist der, daß neben einer oder mehreren Transversalschwingungen mehrere Longitudinalkomponenten vorhanden sind, was aus der Schwingungsform der beobachteten Lichtpünktchen zu ersehen ist.

Es handelte sich also darum, diese Schwingungskurven zu analysieren, d. h. festzustellen, aus welchen relativen Schwingungsperioden sie zusammengesetzt sind. Hierzu wurde der bekannte Versuch, der die Lissajousschen Figuren für zwei Stimmgabeln zeigt, auf mehrere ausgedehnt, und auf diese Weise gelang es, die am Stimmgabelstiel beobachteten Kurven im großen zu reproduzieren und damit ihre Bestandteile zu bestimmen. Es wurde z. B. sehr oft eine Figur beobachtet, die man sich dadurch entstanden denken kann, daß eine Ellipse an der einen Längsseite nach innen eingebogen wird. Diese Figur läßt sich mit Hilfe von drei Stimmgabeln darstellen, von denen die eine (Periode n) so aufgestellt ist, daß die Zinken horizontal schwingen, während bei den beiden anderen (Perioden n resp. $2n$) die Zinken vertikal schwingen. Die Stimmgabeln tragen an den Zinkenenden kleine Spiegel. In bekannter Weise geht von einer Bogenlampe durch ein kleines Diaphragma und eine Linse ein schmales Lichtbündel auf den Spiegel der ersten, horizontal schwingenden Stimmgabel, wird an diesem auf den Spiegel der zweiten Stimmgabel reflektiert, von hier auf den Spiegel der dritten Gabel und von diesem endlich auf einen Schirm, auf welchen man das Bild des Diaphragmas scharf einstellt. Wird neben der horizontal schwingenden Gabel nur je eine von den vertikal schwingenden erregt, so erhält man die bekannten Lissajousschen Figuren, die event. wandern, falls die Gabeln nicht genau abgestimmt sind. Schwingen alle drei Stimmgabeln gleichzeitig, so ergeben sich je nach der Phase, in der sie zueinander stehen, die verschiedenartigsten Schwingungskurven. Durch Anhalten je einer Gabel kann man die Phase der beiden übrigbleibenden aus der ihnen zukommenden Lissajousschen Figur in jedem Augenblick ohne Schwierigkeit bestimmen. Die oben erwähnte Kurve erhält man, wenn die beiden vertikal schwingenden Stimmgabeln eine Phasendifferenz von je $^1/_4$ Wellenlänge gegen die horizontal schwingende haben, worauf ich später noch zurückkomme; hiermit ist die Kurve analysiert.

Wie gesagt, wurden in vielen Fällen zwei longitudinale Schwingungskomponenten von der Periode des Grundtones der Gabel resp. seiner höheren Oktave neben einer Transversalschwingung in der Periode des Grundtones festgestellt. Aus den beobachteten Kurven konnte aber des öfteren auch noch auf weitere Komponenten in den Stielschwingungen geschlossen werden. Jedoch ließen sich solche sehr komplizierte Kurven nicht mehr einwandfrei analysieren, da hierzu ein umfangreiches Stimmgabelmaterial notwendig ist; außerdem tritt ja bei wachsender Anzahl der Stimmgabeln die Schwierigkeit auf, daß sich die relativen Schwingungsperioden, die in den Figuren enthalten sind, nicht mehr eindeutig bestimmen lassen, wenigstens nicht in bezug auf die Phasen, in denen sie zueinander stehen.

Das Hauptinteresse an der vorliegenden Frage dürfte aber auch mit der Konstatierung der Tatsache erschöpft sein, daß wir in jedem Fall mit dem Vorhandensein einer größeren Anzahl mehr oder weniger intensiver Schwingungskomponenten in einem Stimmgabelstiel zu rechnen haben.

Mit ein paar Worten möchte ich noch auf die Entstehungsweise der Stielschwingungen eingehen. Daß der Grund für die Transversalschwingungen in Unsymmetrien — sei es des Baues oder sei es des Materials — der Stimmgabel zu suchen ist, ist bekannt. Schwieriger liegt die Frage bei den Longitudinalschwingungen. Nach dem Vorgange Chladnis wird noch vielfach angenommen, daß an den Ansatzstellen der beiden Zinken an dem Mittelstück der Gabel je ein Knoten sich befindet und daß das gekrümmte Mittelstück um diese beiden Knoten im Tempo der Zinkenschwingungen auf und ab schwingt und den Stiel mitnimmt. Demgegenüber nimmt Struycken[1]) auf Grund von Beobachtungen an, daß bei einer Stimmgabel, die in ihrem Grundton schwingt, nur eine Knotenstelle vorhanden ist. Leider ist nicht angegeben, wie die Gabeln befestigt waren. Wahrscheinlich darf man auch hierin annehmen, daß sich Gabeln von verschiedenem Typus verschieden verhalten. Namentlich der alte Typus, bei welchem das

1) H. Struycken, Ann. d. Phys. **23**, 643, 1907.



Mittelstück nicht schwer massiv ist, scheint im allgemeinen das von Chladni angenommene Verhalten zu zeigen. Es spricht hierfür z. B. die Tatsache, daß eine solche Gabel namentlich ihren Grundton als Longitudinalschwingung enthält. Das Auftreten einer Longitudinalschwingung von dieser Periode läßt sich auf eine andere Weise schwer erklären. Andererseits ist es zweifellos, daß Longitudinalschwingungen im Stiele auch als Folge der Transversalschwingungen auftreten müssen, und zwar hat die von einer Transversalschwingung hervorgerufene longitudinale Schwingungskomponente die doppelte Schwingungszahl der ersteren, worauf schon Lord Rayleigh[1]) aufmerksam gemacht hat. Unter der Annahme, daß die longitudinalen Schwingungskomponenten als Sekundärerscheinungen der transversalen anzusehen sind, ist auch die oben erwähnte Tatsache, daß zwischen beiden eine bestimmte Phasendifferenz besteht, leicht begreiflich. Es läßt sich sogar die Größe dieser Phasendifferenz angenähert berechnen. Sie war oben zu etwa $1/8$ Wellenlänge angegeben worden. Ergänzend sei hier noch bemerkt, daß sie sich bei sehr starkem Anschlag der Stimmgabeln etwas änderte. Führt der Stiel eine Transversalschwingung von der Periode n aus, so ist die dadurch hervorgerufene longitudinale Schwingung von der Periode $2n$ nicht sinusförmig, muß vielmehr erst mit Hilfe des Fourierschen Satzes zerlegt werden. Sie kann angenähert dargestellt werden durch eine gerade Linie und eine Anzahl Sinuslinien von den Perioden $2n$, $3 \cdot 2n$, $5 \cdot 2n$ usw., deren Amplituden mit den Quadraten der ungeraden Zahlen abnehmen, von denen also die erste die bei weitem vorherrschende ist. Die Nullage dieser sinusförmigen Schwingungen ist die Mitte zwischen den Umkehrpunkten der ursprünglichen longitudinalen Schwingung von der Periode $2n$. Das heißt aber, ein schwingendes Teilchen hat in transversaler Richtung schon ungefähr den achten Teil einer ganzen Schwingung von der Ruhelage aus zurückgelegt, wenn die sinusförmige Bewegung in longitudinaler Richtung eben beginnt; mit anderen Worten, die longitudinale Schwingung hat eine Phasendifferenz von ungefähr $1/8$ Wellenlänge gegenüber der transversalen. Hiermit ist das Beobachtungsresultat erklärt.

Es ist vielleicht nicht überflüssig, noch darauf hinzuweisen, daß bei sehr starkem Anschlag schon in den Zinken einer Gabel und damit dann auch als Transversalschwingungen in dem Stiele die harmonischen Obertöne des Grundtones der Gabel auftreten müssen. Außerdem muß man mit der Möglichkeit rechnen, daß die verschiedenen Schwingungskomponenten in dem Stiele noch Kombinationstöne miteinander bilden. Hiernach kann die große Mannigfaltigkeit in den Stielschwingungen einer Stimmgabel nicht mehr überraschen.

1) Lord Rayleigh, Phil. Mag. **5** (3), 460, 1877.

Breslau, Physikalisches Institut, April 1909.

(Eingegangen 19. April 1909.)

Über den Einfluß der Deformationsgeschwindigkeit bei bleibenden Deformationen mit besonderer Berücksichtigung der Nachwirkungserscheinungen.

Von P. Ludwik.

Während bei flüssigen Körpern die innere Reibung nach dem Newtonschen Gesetze proportional dem Geschwindigkeitsunterschiede der reibenden Flüssigkeitsschichten zunimmt, ist bei festen Körpern die Art des Einflusses der Deformationsgeschwindigkeit auf die Größe der inneren Reibung[1]) bekanntlich noch wenig erforscht[2]).

Da eine strenge Grenze zwischen flüssigen und festen Körpern nicht besteht, so liegt die Vermutung nahe, daß auch die Beziehung zwischen innerer Reibung und Geschwindigkeit bei beiden Materialgruppen keine grundsätzlich verschiedene ist.

Im folgenden soll dies näher erläutert und hieran anschließend gezeigt werden, daß einerseits das „Nachfließen" (bezw. „Nachstrecken") fester Körper — eine der bekanntesten und interessantesten Nachwirkungserscheinungen[3]) —

1) Die „innere Reibung" R fester Körper wächst im allgemeinen mit der Härte, der spezifischen Schiebung, der Druckspannung (senkrecht zur Gleitfläche) und der Verschiebungsgeschwindigkeit; doch ist die Größe dieser Einflüsse bei verschiedenen Materialien oft recht verschieden. Hiernach unterscheiden sich auch die Grenztypen der „festen" und der „flüssigen" Körper, indem für den Ruhezustand (also für die Verschiebungsgeschwindigkeit gleich Null) bei ersteren $R > 0$, bei letzteren aber — trotz oft nicht unbeträchtlicher Kohäsion (siehe O. Lehmann, Molekularphysik, I. Bd., S. 243 [Leipzig, Engelmann, 1888]) — $R = 0$ ist. Vgl. P. Ludwik, Über Grundlagen der technologischen Mechanik (Österreich. Wochenschrift für den öffentl. Baudienst, 1908, Heft 42, S. 762).

2) Vgl. A. Martens, Handbuch der Materialienkunde für den Maschinenbau, S. 196—199 (Berlin, Jul. Springer, 1908), wo auch weitere Literaturhinweise.

3) Unter „Nachfließen" versteht man die bei konstanter Belastung allmählich erfolgende Ausbildung einer bleibenden Deformation und unter „Nachstrecken" ein bei Zugbeanspruchung stattfindendes Nachfließen. Die allmähliche teilweise Rückbildung der Form nach erfolgter Entlastung gehört ebenfalls zu den Nachwirkungserscheinungen, ist jedoch von geringerer Bedeutung, da sie der Größe nach gegenüber der Nachfließung meist ganz zurücktritt. Vermutlich dürfte die Ursache der Rückbildung der Form unter dem Einflusse der Zeit in durch Spannungsrückstände eingeleiteten — zufolge der weiter unten besprochenen Verringerung der inneren Reibung mit der Deformationsgeschwindigkeit wesentlich erleichterten — Umlagerungen von Massenteilen zu suchen sein. Häufig bietet schon die Vorgeschichte des Materials (diverse mechanische und thermische Einwirkungen) Anlaß zu solchen Spannungsrückständen. Daß beispielsweise jede bleibende Biegung innere Spannungen hinterläßt, wurde anderorts gezeigt

einfach die notwendige Folge obiger Beziehung ist, und daß anderseits selbst schon eine geringfügige, praktisch scheinbar ganz zu vernachlässigende Änderung der inneren Reibung mit der Deformationsgeschwindigkeit oft einen recht großen Einfluß auf das Deformationsvermögen, auf die Schmeidigkeit der Materialien haben kann.

I.

Als geeignetstes Material für das Studium der Art des Einflusses der Deformationsgeschwindigkeit auf den Deformationswiderstand wurde nach einigen Vorversuchen Zinn gewählt. Die spezifischen Dehnungen pro Sekunde schwankten zwischen etwa 5×10^{-9} und $48\,500\,000 \times 10^{-9}$, also um etwa das Zehnmillionenfache.

Die Versuche scheiden sich in zwei Gruppen: Zugversuche mit konstanter Belastung und Zugversuche mit konstanter Streckgeschwindigkeit. Erstere wurden einfach durch Aufhängung verschieden schwerer Gewichte an lange Zinndrähte, letztere gemeinsam mit Herrn Dozenten Dr. techn. Alfons Leon mit einer Zerreißmaschine (System Amsler-Laffon) im Mechanisch-technischen Laboratorium der k. k. Technischen Hochschule in Wien durchgeführt.

Bei den Zerreißversuchen mit Gewichten variierte die Belastung von 2—15 kg. Der Drahtdurchmesser betrug 3 mm, die Meßlänge zumeist 3 m. Ermittelt wurde die jeweilige Streckgeschwindigkeit.

Bei den Zerreißversuchen mit der Maschine wurde die Streckgeschwindigkeit (Geschwindigkeit der beweglichen Einspannung) durch Änderung der Antriebsgeschwindigkeit und der Übersetzungsverhältnisse von 0,00875 mm bis 9,7 mm pro Sekunde gesteigert und die Erhaltung möglichst konstanter Streckgeschwindigkeit durch ein Metronom und eine Bremse gesichert.

Der Drahtdurchmesser betrug 6 mm, die freie Länge 20 cm. Bestimmt wurde aus stets mindestens je vier Parallelversuchen: das Deformationsdiagramm, die Maximalbelastung und die Bruchdehnung.

Beide Zinndrähte (3 mm und 6 mm Durchmesser) waren, wie aus vergleichenden Zugversuchen ermittelt wurde, von gleicher Qualität.

Die wichtigsten Versuchsergebnisse wurden in Fig. 1 und 2 und Tabelle I und II übersichtlich zusammengestellt.

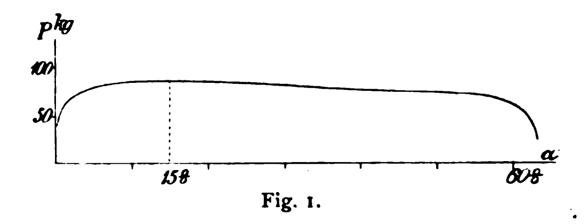


Fig. 1.

Fig. 1 zeigt ein bei konstanter Streckgeschwindigkeit aufgenommenes Zugdiagramm[1]). Als Abszissen wurden die Dehnungen α in Prozenten der ursprünglichen Länge, als Ordinaten die zugehörigen Belastungen P aufgetragen. Die Belastungen nehmen anfänglich stark, dann immer schwächer zu, erreichen bei etwa 15 Proz. Dehnung ein Maximum und fallen dann allmählich wieder ab[2]).

Der fast horizontale Verlauf des Diagrammmittelteiles gestattete auch bei hohen Deformationsgeschwindigkeiten noch eine genaue Bestimmung der Zugfestigkeit.

Besonders hervorgehoben sei, daß nach Erreichung der Maximalbelastung noch keine ausgesprochene Kontraktion zu beobachten war, daß also auch noch in dem schwach absteigenden Diagrammteile der ganze Draht an der Streckung teilnahm, was unserer Erklärung des Kontraktionseintrittes durch die bei abnehmender Belastung eintretende Labilität der Kraftübertragung[3]) scheinbar widerspricht. Nur scheinbar, da bei Materialien mit von der Deformationsgeschwindigkeit stark abhängiger innerer Reibung auch bei abnehmender Belastung eine annähernd gleichmäßige Dehnung erfolgen kann, indem die mit

(vgl. P. Ludwik, Technologische Studie über Blechbiegung, ein Beitrag zur Mechanik der Formänderungen [Technische Blätter, 1903, S. 145]). Analoges gilt für Torsionsbeanspruchungen usw. Häufig werden mit obigen in nahem Zusammenhange stehende Nachwirkungserscheinungen als „elastische Nachwirkungen" bezeichnet. Dieselben sind zurückzuführen nach W. Weber (Pogg. Ann. **34**, 247, 1835 und **54**, 9, 1841) und F. Kohlrausch (Pogg. Ann. **72**, 393, 1847; **119**, 337, 1863; **128**, 399, 1866; **155**, 579, 1875; **158**, 337, 1876) auf eine Drehung der Molekülachsen, nach J. Cl. Maxwell (Constitution of Bodies [Encyclop. Brit., 9. Aufl., 1877]; vgl. auch Tait, Eigenschaften der Materie, Wien 1888, S. 221) auf einen Übergang labiler Molekülkonfigurationen in stabilere, nach E. Warburg (Wied. Ann. **4**, 233—249, 1878; desgl. ausführlicher in Ber. d. naturf. Ges. zu Freiburg i. Br., VIII, Heft 2, 1878) auf Abweichungen der Moleküle von der Kugelgestalt, nach F. Neesen (Pogg. Ann. **157**, 579, 1876) durch Molekularstöße usw. Siehe auch: O. Lehmann, Molekularphysik, 2. Bd., S. 387 bis 389 (Leipzig, Wilh. Engelmann, 1889) und A. Winkelmann, Handbuch der Physik, 2. Aufl., 1. Bd., S. 796—831 (Leipzig, J. A. Barth, 1908), wo auch weitere Literaturhinweise.

1) Die bei andern Streckgeschwindigkeiten aufgenommenen Diagramme waren von analogem Charakter, weswegen eine Wiedergabe derselben unterblieb.

2) Dieses allmähliche Abfallen des Zugdiagrammes vor Eintritt der Kontraktion ist eine Folge mehrerer sich summierender Wirkungen, und zwar der mit der Streckung
1. sich verringernden Querschnitte;
2. sinkenden spezifischen Deformationsgeschwindigkeit (da bei gleicher Streckgeschwindigkeit mit zunehmender Verlängerung des Drahtes die Dehnung der Längeneinheit in der Zeiteinheit natürlich abnimmt);
3. abnehmenden inneren Reibung (aus Torsionsversuchen zu erkennen).

Eine noch stärkere Abnahme der Belastungen (vor Kontraktionseintritt) ist z. B. bei Zink zu beobachten, da bei diesem Metalle die innere Reibung rascher mit der spezifischen Schiebung abnimmt wie bei Zinn oder Blei.

3) Vgl. P. Ludwik, Zugversuche mit Flußeisen (Technische Blätter, 1904, S. 5).

jedem Kontraktionseintritte verbundene Lokalisierung der Streckung bezw. Erhöhung der spezifischen Deformationsgeschwindigkeit (pro Längeneinheit der Kontraktionsstelle) hier sofort auch eine genügende Erhöhung des Deformationswiderstandes in der durch die Kontraktion geschwächten Stelle bewirkt. Natürlich wird durch diese Vorgänge auch die Größe der Bruchdehnung sehr stark beeinflußt. Da auch überdies die Drähte öfters auch außerhalb der Meßlänge (auch in der Einspannung) rissen, wurde von der Angabe der Bruchdehnung abgesehen[1]).

In Fig. 2b, wo die Deformationsgeschwindigkeiten (bezw. die auf die ursprüngliche Länge bezogenen Dehnungen pro Sekunde) als Abszissen und die zugehörigen Zugfestigkeiten Kz in kg/cm² als Ordinaten aufgetragen sind, ist die Zunahme der Zugfestigkeit mit der Deformationsgeschwindigkeit graphisch veranschaulicht.

Hiernach nimmt die Zugfestigkeit und (da dieselbe stets bei etwa gleicher spezifischer Dehnung erreicht wird) auch die Größe des spezifischen Deformationswiderstandes bezw. die Größe der (einer gewissen konstanten spezifischen Schiebung entsprechenden) inneren Reibung R anfangs sehr stark, dann immer schwächer mit der spezifischen Schiebungsgeschwindigkeit v zu.

Im folgenden sei obige Relation zwischen R und v als „Geschwindigkeitskurve" angesprochen.

Die „Geschwindigkeitskurve" charakterisiert also die Beziehung der inneren Reibung zur spezifischen Schiebungsgeschwindigkeit (bei konstanter spezifischer Schiebung), während die „Fließkurve" (wie anderorts erörtert[2])) die Beziehung der inneren Reibung zur spezifischen Schiebung (bei konstanter Deformationsgeschwindigkeit) bestimmt.

Die Abhängigkeit der inneren Reibung von der Größe der Deformationsgeschwindigkeit ist also durch die „Geschwindigkeitskurve" von der Größe der vorangegangenen Deformation durch die „Fließkurve" gegeben.

Durch diese Scheidung ist es möglich, den Einfluß der Deformationsgeschwindigkeit auf die innere Reibung ganz gesondert von jenem der vorangegangenen Deformation zu untersuchen.

1) Im Durchschnitte ergaben insbesondere die bei großen Streckgeschwindigkeiten durchgeführten Zugproben geringere Bruchdehnungen, was wohl auf die schwächere Zunahme der inneren Reibung (mit der Geschwindigkeit) bei hohen Deformationsgeschwindigkeiten zurückzuführen sein dürfte. Denn würde z. B. die innere Reibung mit der Geschwindigkeit gar nicht mehr zunehmen, so müßte, wie erwähnt, die Kontraktion gleich nach Erreichung der Höchstbelastung eintreten.

2) Über die Bedeutung der „Fließkurve" (aus welcher Kurve auch das Zug-, Druck- und Torsionsdiagramm des betreffenden Materials direkt ableitbar ist) für die Materialprüfung vgl. P. Ludwik, Über Grundlagen der technologischen Mechanik (Österr. Wochenschr. für den öffentlichen Baudienst, 1908, Heft 42, S. 762).

Um die innere Reibung als Funktion der Deformationsgeschwindigkeit mathematisch auszudrücken, liegt es bei dem angedeuteten Verlaufe der „Geschwindigkeitskurve" wohl am nächsten, sie durch eine allgemeine Parabel zu ersetzen:

$$R = R_0 + k\sqrt[n]{v}, \qquad (1)$$

(wobei R_0, k und n drei vom Material abhängige Konstante), um so mehr, als sich hierdurch sehr leicht der Spezialfall der Proportionalität zwischen innerer Reibung und Deformationsgeschwindigkeit bei Flüssigkeiten mit $R_0 = 0$ und $n = 1$ ableiten ließe.

Tabelle I.

Zugversuche mit konstanter Belastung.

Belastung in kg pro cm² des ursprünglichen Querschnittes	Dehnung pro Sekunde bei ca. 15 % Streckung bezogen auf die ursprüngliche Meßlänge ×10⁹		
	beobachtet	nach Gl. 1 gerechnet	nach Gl. 2 gerechnet
28,3	5—8	0,0000000002	5,7
42,5	13—19	0,00000098	16
56,5	25—35	0,00012	33
70,75	60—75	0,0037	63
141,5	1000—1200	53,1	1030
212,0	14000—16000	9332,6	15060

Tabelle II.

Zugversuche mit konstanter Streckgeschwindigkeit.

Dehnung pro Sekunde bezogen auf die ursprüngliche Meßlänge ×10⁹	Zugfestigkeit in kg/cm² = Belastung bei ca. 15 % Dehnung in kg pro cm² des ursprünglichen Querschnittes		
	beobachtet	nach Gl. 1 gerechnet	nach Gl. 2 gerechnet
43750	238—242	240	240
175000	269—276	268	277
700000	304—315	299,5	313
2100000	336—346	327,5	342
6060000	360—371	358	370
24250000	396—410	400,5	407
48500000	422—428	425	425

Aus Tabelle I und II oder aus deren teilweiser graphischer Darstellung in Fig. 2a bezw. Fig. 2b — die eingelegte allgemeine Parabel wurde strichliert eingezeichnet — ist jedoch zu ersehen, daß dies nur innerhalb eines gewissen

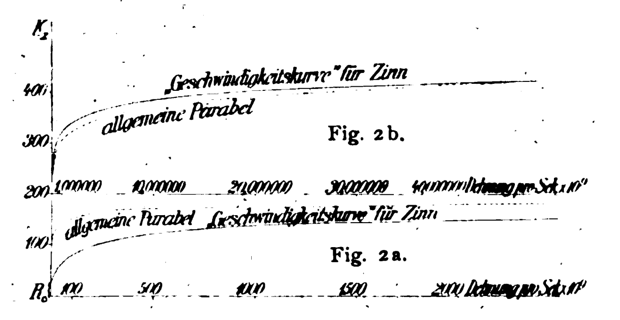


Fig. 2b.

Fig. 2a.

Geschwindigkeitsintervalles möglich ist. Falls z. B. bei größeren und mittleren Streckgeschwindigkeiten (vgl. Tabelle II bezw. Fig. 2b) beide Kurven wenigstens annähernd übereinstimmen, zeigt bei kleinen Streckgeschwindigkeiten (vgl. Tabelle I bezw. Fig. 2a) die „Geschwindigkeitskurve" ein durchaus abweichendes Verhalten, indem hier die Geschwindigkeiten viel, viel langsamer zunehmen, als dem Gesamtverlaufe der allgemeinen Parabel entsprechen würde.

Hingegen fanden wir (nach einigen Fehlversuchen mit andern Kurven), daß sich dem Gesamtverlaufe der „Geschwindigkeitskurve" (innerhalb der beobachteten Geschwindigkeitsdifferenz von etwa 1 : 10 000 000) die logarithmische Kurve recht gut anschmiegt.

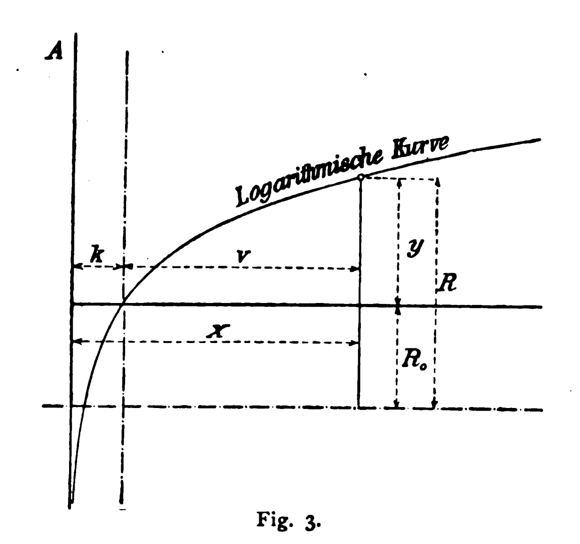


Fig. 3.

Die in Fig. 3 mit A als Asymptote dargestellte logarithmische Kurve hat die Gleichung

$$x = ka^y. \qquad (2)$$

Setzt man

$$x = v + k$$
$$y = R - R_0,$$

wobei R_0 die zur Deformationsgeschwindigkeit $v = 0$, und R die zu einem beliebigen Werte von v gehörige Ordinate der „Geschwindigkeitskurve", so wird durch die drei vom Material abhängigen Konstanten R_0, k und a die Beziehung zwischen der inneren Reibung R und der spezifischen Deformationsgeschwindigkeit v eindeutig bestimmt.

R_0 entspricht jener auf den ursprünglichen Querschnitt f_0 bezogenen Grenzbelastung $P_0 = R_0 f_0$, welche das Material auch bei unendlich langer Einwirkung gerade noch erträgt. Jede über P_0 liegende Belastung bringt es zum Bruche und zwar um so rascher, je mehr P von P_0 abweicht.

Eine direkte, natürlich nur annähernde Bestimmung des Grenzwertes R_0 ist (falls ein rascheres Vorstrecken unter höheren Belastungen unzulässig scheint) darum schwierig, weil bei den hier in Frage kommenden kleinen Belastungen ($P \backsim R_0 f_0$) erst nach Jahrzehnten ein Gleichgewichtszustand (falls $P < R_0 f_0$) oder (falls $P > R_0 f_0$) Bruch eintreten würde.

Indirekt, aus der Scheitelform der „Geschwindigkeitskurve", scheint jedoch hervorzugehen, daß bei Zinn R_0 unter rund 15 kg/cm² liegen dürfte, so daß also ein Zinnstab bei einem normalen Zugversuche (1—2 Proz. Dehnung pro Minute) etwa 20 mal(!) mehr trägt als bei äußerst langsamer Streckung.

Die Konstante k bestimmt bei gleichbleibendem Kräftemaßstabe die absolute Größe der Geschwindigkeiten, die Konstante a den Charakter der „Geschwindigkeitskurve".

Je mehr sich a der Einheit nähert, um so stärker wächst die innere Reibung mit der Deformationsgeschwindigkeit, um so mehr nähert sich die „Geschwindigkeitskurve" einer Geraden.

Bei Flüssigkeiten ist, wie eingangs erwähnt, die innere Reibung proportional der Geschwindigkeit, die „Geschwindigkeitskurve" also eine Gerade ($R = kv$).

Ob diese Gerade nicht vielleicht als eine nur innerhalb gewisser Geschwindigkeitsgrenzen geltende Annäherung an eine sehr flache logarithmische Kurve ($a \backsim 1$) aufzufassen wäre, muß vorläufig noch dahingestellt bleiben[1]).

In Tabelle I und II wurden auch die nach Gleichung (2) gerechneten den experimentell ermittelten Werten gegenübergestellt.

Bei Vergleich derselben ist zu beachten, daß neben der Materialunhomogenität inbesonders bei geringen Dehnungsgeschwindigkeiten, die erwähnte Unsicherheit des R_0-Wertes, das Eigengewicht des Drahtes, die monatelange Versuchsdauer (vor allem selbst geringe Temperaturschwankungen, event. auch Erschütterungen) usw. beträchtliche, doch schwer vermeidliche Fehlerquellen bedingen.

Berücksichtigt man ferner, daß selbst minimale Änderungen des Deformationswiderstandes die Größe der Deformationsgeschwindigkeit schon wesentlich beeinflussen, so muß in Anbetracht des bedeutenden in Vergleich gezogenen Geschwindigkeitsintervalles von 1 : etwa 10000000 die Übereinstimmung als eine gute bezeichnet werden.

Die „Geschwindigkeitskurve" zeigt

1) Da bei zähflüssigen Körpern einerseits das beobachtbare Geschwindigkeitsintervall nach oben infolge Wirbelbildungen durch die „kritische Geschwindigkeit" eingeengt ist, und anderseits bei langer Versuchsdauer der hier sehr störende Einfluß selbst geringer Temperaturschwankungen schwer völlig auszuschließen ist, so wäre es immerhin möglich, daß hierdurch eventuelle, minimale Abweichungen der „Geschwindigkeitskurve" von der Geraden verschleiert blieben. Es wäre daher von hohem wissenschaftlichem Interesse, insbesondere den Übergang der zähflüssigen zu den festen Körpern, bezw. der Geraden zu der logarithmischen Kurve (an Versuchen mit Harzen u. dgl.) näher zu studieren.

also den Charakter einer logarithmischen Kurve[1]).

Dieser Charakter der „Geschwindigkeitskurve“ bedingt auch, daß bei größeren Deformationsgeschwindigkeiten die innere Reibung mit der Deformationsgeschwindigkeit nur wenig mehr zunimmt und erklärt auch, daß — wie Kick[2]) experimentell nachwies — bei Schlagstauchversuchen die Deformation innerhalb ziemlich weiter Grenzen unabhängig von der Geschwindigkeit des Schlages ist.

Nach der ermittelten Form der „Geschwindigkeitskurve“ würde selbst bei Zinn innerhalb eines Geschwindigkeitsintervalles von 3—10 m (entsprechend Hubhöhen von $^1/_2$—5 m) der Deformationswiderstand (eines etwa 10 cm hohen zylindrischen Probekörpers) höchstens um etwa 5 Proz. variieren.

II.

Die im vorigen erörterte Beziehung zwischen Deformationswiderstand und Deformationsgeschwindigkeit gestattet auch die beim „Nachfließen“ bezw. „Nachstrecken“ beobachteten Vorgänge (vgl. S. 411/12, Anm. 3) einfach und anschaulich zu deuten.

In Fig. 4 und desgleichen in Fig. 5, 6 und 7 seien verschiedenen (konstanten) Streckgeschwindigkeiten V — sonst gleichen Versuchsbedingungen — entsprechende Zugdiagramme (Abszissen sind die Dehnungen α, Ordinaten die Belastungen P) dargestellt.

In Fig. 4 entspräche dem untersten Diagramme die Geschwindigkeit $V_0 = 0$, also eine

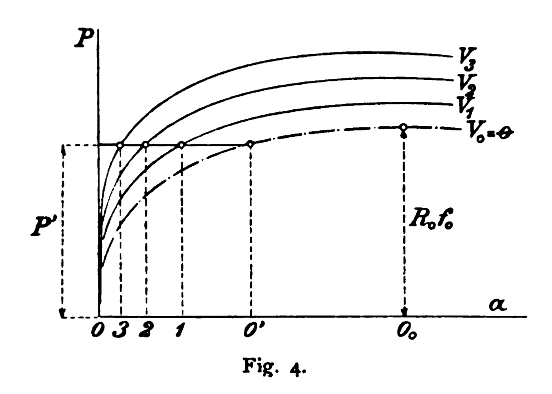


Fig. 4.

unendlich lange Versuchsdauer, den übrigen Kurven, Geschwindigkeiten $V_3 > V_2 > V_1 > 0$. Denken wir uns nun das Material z. B. durch eine Zugkraft $P = P'$ (siehe Fig. 4) belastet, so wird es einen Gleichgewichtszustand erst nach einer Dehnung um $\alpha = 00'$ erreichen können. Denn wie aus Fig. 4 unmittelbar ersichtlich ist, würde für die Dehnungen $\alpha < 00'$ stets $V > 0$ z. B. für $\alpha = 01 : V = V_1$, für $\alpha = 02 : V = V_2$ usw. Die jeder Dehnung ($\alpha = 01, 02 \ldots\ldots$) entsprechende Streckgeschwindigkeit ($V = V_1\ V_2 \ldots\ldots$) ist also eindeutig bestimmt.

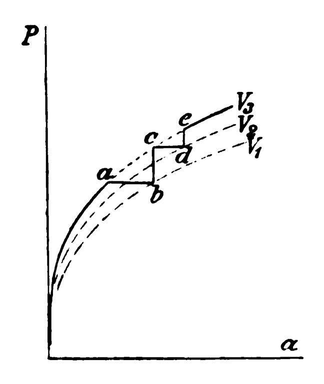


Fig. 5.

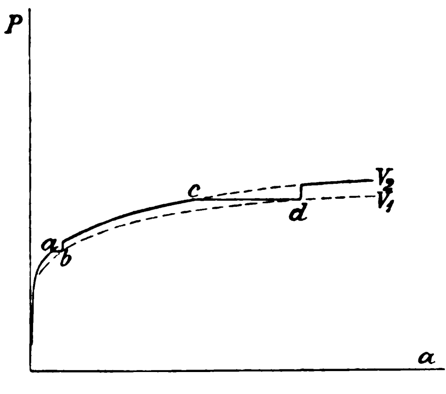


Fig. 6.

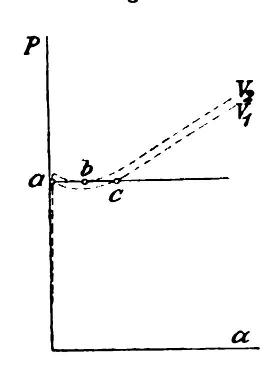


Fig. 7.

Solange $P < R_0 f_0$ ($R_0 f_0 = P_{max}$ für $V = 0$, vgl. Fig. 4), wird demnach V anfänglich rasch, dann immer langsamer bis Null abnehmen. Ist jedoch $P > R_0 f_0$, so wird — was auch unsere Versuche durchaus bestätigten — V zwar zuerst ebenfalls allmählich abnehmen, nach Überschreitung der $R_0 f_0$ entsprechenden Dehnung $\alpha = 00_0$

1) Die Frage, ob anderen spezifischen Schiebungen und anderen Materialien entsprechende „Geschwindigkeitskurven“ einen analogen Charakter aufweisen, ließe sich erst nach umfassenden einschlägigen Versuchen mit den verschiedensten Materialien beantworten.

2) Fr. Kick, Das Gesetz der proportionalen Widerstände und seine Anwendungen, S. 55 und 87 (Leipzig, Artur Felix, 1885).

jedoch langsam wieder wachsen, bis schließlich der Bruch erfolgt.

Das „Nachfließen", bzw. Nachstrecken des Materiales ist also die notwendige Folge der Abhängigkeit der inneren Reibung von der Deformationsgeschwindigkeit.

Obige Erwägung erklärt auch auf das ungezwungenste verschiedene einschlägige Versuchsergebnisse.

So z. B. die Beobachtungen von Bauschinger[1]), welche ergaben, daß jede „Belastungspause"[2]) eine, im allgemeinen mit der Dauer derselben zunehmende, Erhöhung der Streckgrenze bewirkte (vgl. Fig. 5. Die Erhöhung der Streckgrenze um *bc* nach der längeren Belastungspause *ab* ist größer, wie jene um *de* nach der kürzeren *cd*), daß die Nachstreckungen (bei etwa gleicher Geschwindigkeitsänderung) in den ersten Deformationsstadien viel kleiner sind, wie bei schon fortgeschrittener Streckung (vgl. Fig. 6, Nachstreckung $ab < cd$), daß ferner die Nachstreckungsgeschwindigkeit zumeist allmählich abnimmt (vgl. Fig. 4), daß dieselbe jedoch in gewissen Fällen, z. B. bei Eisen nach längeren vorausgegangenen Belastungspausen (vermutlich zufolge des Wiedereintrittes der Inflexion unter dem Einflusse der Zeit[3])), zuerst zu- und dann erst abnimmt[4]). (Vgl. Fig. 7. Von *a* bis *b* nimmt die Nachstreckungsgeschwindigkeit von V_1 bis V_2 zu, von *b* bis *c* von V_2 wieder bis V_1 und über *c* dann noch weiter bis Null ab.)

III.

Die Abhängigkeit der inneren Reibung *R* von der Deformationsgeschwindigkeit *v* ist bei verschiedenen Materialien wenn auch vielleicht gleicher Art (vgl. S. 414, Sp. 2, Anm. 1), so doch sehr verschiedener Größe.

Bedeutend z. B. bei Flüssigkeiten, manchen Harzen, Blei, Zinn, Zink; gering z. B. bei Kupfer, Bronze, Messing, Tombak, Eisen und Stahl.

Doch auch im letzteren Falle, wo diese Abhängigkeit scheinbar praktisch ganz zu vernachlässigen ist, kann sich dieselbe unter Umständen (insbesondere bei Materialien mit flachen Fließkurven) recht unangenehm durch Erhöhung der Brüchigkeit des Materials gegen Schlagwirkung bemerkbar machen, was noch gar nicht beachtet worden zu sein scheint.

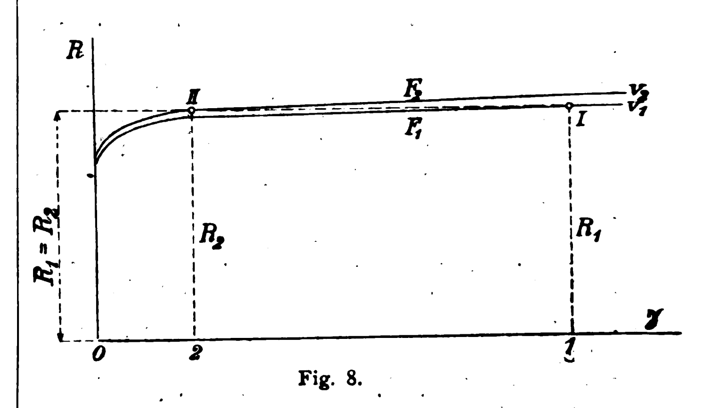


Fig. 8.

Eine Erklärungsmöglichkeit dieser Erscheinung sei in Fig. 8 angedeutet.

F_1 und F_2 wären die „Fließkurven" (Abszissen sind die spezifischen Schiebungen γ, Ordinaten die zugehörigen inneren Reibungen R) eines Materials für zwei verschiedene Deformationsgeschwindigkeiten v_1 und v_2, wobei $v_2 > v_1$. Tritt im ersten Falle z. B. der Bruch (durch Kohäsionsüberschreitung usw.) ein, sobald die innere Reibung R den Wert R_1 überschreitet, so wird im zweiten Falle (bei gleichartiger Beanspruchung) der analoge Spannungszustand ($R_1 = R_2$) bereits nach viel geringerer Deformation ($02 < 01$) erreicht. Das vorliegende Material würde also (trotz relativ geringer Beeinflussung der inneren Reibung durch die Deformationsgeschwindigkeit) bei rascher Deformation (z. B. bei dynamischer Beanspruchung) eine viel geringere „Schmeidigkeit"[1]) aufweisen wie bei langsamer[2]).

Dies dürfte vielleicht auch wenigstens eine der Ursachen sein[3]), daß z. B. bei Biegever-

---

1) J. Bauschinger, Einfluß der Zeit bei Zerreißversuchen mit verschiedenen Metallen (Mitteilungen aus dem mechanisch-technischen Laboratorium der K. Technischen Hochschule in München, 20. Heft [Theodor Ackermann, 1891]).

2) Mit „Belastungspause" sei kurz jenes Zeitintervall bezeichnet, während welchem das Material mit konstanter Belastung beansprucht wird.

3) Vgl. auch: P. Ludwik, Zugversuche mit Flußeisen (Technische Blätter, 1904). „Inflexion", d. i. unstetiger Verlauf des Zugdiagrammes an der Streckgrenze. Die Erhöhung der Streckgrenze während einer Entlastungspause (Zeitintervall, während welchem das Material nach einer gewissen bleibenden Deformation vollkommen entlastet bleibt), eine der noch ungeklärtesten Nachwirkungserscheinungen, dürfte wohl innig mit dem Wiedereintritte der Inflexion zusammenhängen, da nach unseren einschlägigen (nicht veröffentlichten) Zugversuchen Materialien, welche keine Inflexion aufwiesen (z. B. Zinn, Zink, Messing, manche Eisen- und viele Stahlsorten usw.), auch keine erhebliche Erhöhung der Streckgrenze, selbst während einer mehrwöchentlichen Entlastungspause, erkennen ließen.

4) Vgl. Mitteilungen München, 20. Heft (siehe l. c., Anm. 1), S. 29.

1) Vgl. P. Ludwik, Über Zähigkeit und Schmeidigkeit (Zeitschrift für Werkzeugmaschinen und Werkzeuge, 1908, Heft 23, S. 327).

2) Eine Reduktion des Deformationsvermögens könnte natürlich statt durch vorzeitigen Bruch auch durch vorzeitige Lokalisierung der Deformation — zufolge mit geringfügiger Änderung der Form der „Fließkurve" event. verbundene vorzeitige Erreichung des Belastungshöchstwertes (maximale Zugbelastung, maximales Torsionsmoment usw.) — stattfinden, wenn die durch eine solche Lokalisierung hervorgerufene Erhöhung der spezif. Streckgeschwindigkeit (vgl. S. 412/13 und Anm. 2, S. 412, Sp. 2) dies nicht kompensierend verschleiern würde.

3) Ob und wie sich die Kohäsion (nicht die Zugfestigkeit) mit der Deformationsgeschwindigkeit ändert, ist noch nicht erforscht.

suchen mit vollen wie mit gekerbten Stäben aus Gußeisen, Flußstahl und Flußeisen, das Verhältnis der dynamischen zur statischen Biegearbeit innerhalb weiter Grenzen (0,62 bis 3,5) schwankte[1]).

Am drastischsten kommt natürlich eine derartige Reduktion des Deformationsvermögens bei Materialien zum Ausdruck, welche neben flacher „Fließkurve" noch eine mit der Deformationsgeschwindigkeit stark veränderliche innere Reibung und relativ geringe Kohäsion besitzen.

Ein solches Material ist beispielsweise das Pech.

Bei Pech ist nach Untersuchungen von Obermayer[2]) die innere Reibung R (unabhängig von der vorangegangenen Deformation) annähernd proportional der Deformationsgeschwindigkeit v (also $R_0 = 0$ und $a \backsim 1$).

Bei langsamer Beanspruchung wird wegen der geringen Deformationsgeschwindigkeit die innere Reibung klein bleiben (bei $v = 0$ wäre sogar $R = 0$), daher auch die maximale auftretende Zugspannung einen gewissen, unterhalb der Kohäsionsgrenze liegenden Wert nicht erreichen, wogegen bei rascher Beanspruchung zufolge des dann stark (etwa proportional der Deformationsgeschwindigkeit) zunehmenden Deformationswiderstandes die maximale Zugspannung sehr bald die Kohäsion überschreitend den Bruch herbeiführen wird.

Dies erklärt, daß sich Pech bei statischer Beanspruchung wie eine zähe Flüssigkeit, bei dynamischer aber wie ein spröder, fester Körper verhält.

1) Vgl. A. Leon und P. Ludwik, Vergleichende statische und dynamische Kerbbiegeproben (Mitteilungen aus dem mechanisch-technischen Laboratorium der k. k. Technischen Hochschule in Wien, 6. Heft (Wien, Lehmann & Wentzel, 1900).

2) A. v. Obermayer, Ein Beitrag zur Kenntnis der zähflüssigen Körper (LXXV. Band der Sitzber. der k. Akademie der Wissenschaften, II. Abteil., Aprilheft, Jahrg. 1877).

(Eingegangen 7. Mai 1909.)

Schaltung von Unterbrecherapparaten für Anschluß an Dreileitergleichstromnetze.

Von M. Höchstädter.

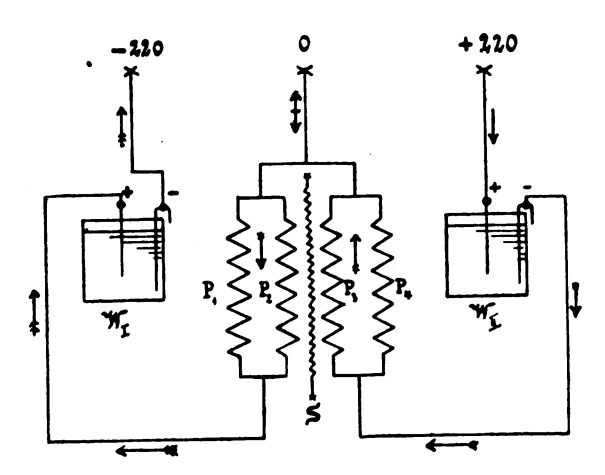
Die Ansprüche an die Leistung gewisser Unterbrecherapparate, wie sie für Zwecke der Röntgentechnik in Verwendung sind, haben sich in letzter Zeit außerordentlich gesteigert. Diese Apparate bedingen nun in ihrer heutigen Form und Anordnung Starkstromanschluß; denn sie verbrauchen bei 110 und 220 Volt Gleichspannung momentane Stromstärken von 100 und mehr Ampere.

Früher, solange diese Apparate nur für Zeitaufnahmen mit einem maximalen Strombedarf bis zu 20 Ampere eingerichtet waren, traten beim Anschluß derselben an bestehende Dreileiternetze für 2×110 oder 2×220 Volt Schwierigkeiten selten auf. Die für die Erzeugung großer Röntgenlichtintensitäten bis jetzt fast ausschließlich verwendeten Induktoren mit elektrolytischem (Wehnelt- oder Simon-)Unterbrecher konnten eben mit den nötigen Ab- und Vorschaltwiderständen und den sonstigen Regulier- und Meßapparaten meist ohne Anstand, wenn es nötig war, auch nur an eine Netzhälfte angeschlossen werden. Dies ist in jedem Falle vorteilhaft, weil die erzeugte Röntgenlichtqualität bei niederer Betriebsspannung erheblich günstiger ist; bei 2×220 Volt aber ist diese Maßnahme absolut nötig, weil der meist verwendete Wehneltunterbrecher Spannungen von erheblich über 220 Volt nicht zu verwenden gestattet.

Nachdem nun aber die meisten größeren Instrumentarien, die alten noch nachträglich, mit der Einrichtung für Momentbetrieb versehen werden, gibt die Frage ihres Anschlusses häufig zu unangenehmen Auseinandersetzungen mit den Elektrizitätswerken Veranlassung. Es ist auch ganz klar, daß den letzteren, besonders in kleinen Netzen oder schwachen Netzzweigen, regelmäßig auftretende einseitige Stromstöße von mehr als 100 Ampere höchst unwillkommen sind.

In der ersten Zeit nach Einführung der Momentaufnahmen half man sich über die entstehenden Schwierigkeiten hinweg, indem man bei 2×110 Volt den Anschluß des Apparats an die Außenleiter vollzog und bei 2×220 Volt durch einen Ballastwiderstand in der einen Netzhälfte so viel Strom entnahm, als auf der anderen Seite durch das Instrumentarium ging. Statt dieses unwirtschaftlichen Notbehelfes wird nun seit kurzer Zeit das nachstehend beschriebene Verfahren angewandt, das gestattet, beide Netzhälften gleichmäßig auszunützen, so zwar, daß nur die halbe Netzspannung an einem Unterbrecher liegt.

Nach der Figur besteht das Verfahren darin, daß die einzelnen Lagen P_1, P_2, P_3, P_4 der bei modernen Induktoren sowieso schon (meist 4fach) unterteilten Primärspule eines verwendeten normalen Induktors mit der Sekundärspule S für Momentschaltung nicht alle zueinander parallel geschaltet werden, wie sonst bei Momentaufnahmen, sondern je zur Hälfte parallel und die zwei Gruppen in Serie. Es werden statt eines 3- oder 4stiftigen Unterbrechers deren zwei 2stiftige W_I und W_{II} verwendet oder ein Unterbrecher mit Doppelgefäß; außerdem liegt die Mitte der Primärwicklung am Nulleiter. Wie man aus der Figur sieht, kommt die Anordnung darauf hinaus, daß die Primärwicklung je hälftig mit einem Unterbrecher gleichsinnig an eine



Netzhälfte gelegt wird, so daß die Verbindung der beiden Wicklungshälften am Nulleiter liegt. Die Schalttafeln der Apparate sind so eingerichtet, daß für Momentaufnahmen durch einen Hebelumschalter die hier beschriebene Anordnung, wie bei Momentschaltung üblich, direkt ohne Widerstand an das Gesamtnetz gelegt wird, während sonst die normale Schaltung für Zeitaufnahmen mit ihrem separaten Wehneltschen und meist auch vorhandenen mechanischen Unterbrecher und den Regulierwiderständen nur an einer Netzhälfte liegt. —

Das Wesentliche der neuen Anordnung ist die Verteilung der beiden angewandten Unterbrecher auf die beiden Seiten der Primärwicklung und insbesondere der Anschluß der Mitte der letzteren an den Nulleiter, wobei also auf jeden Unterbrecher mit seiner primären Wicklungshälfte nur die halbe Netzspannung kommt. Es muß hervorgehoben werden, daß andere Methoden, welche auf eine reine Serienschaltung zweier Unterbrecher hinauslaufen, keineswegs befriedigende Resultate liefern. Zwei in Reihe geschaltete Wehneltstifte arbeiten bei der geringsten Differenz ihrer Einstellung nicht synchron, ebensowenig wie zwei in Serie geschaltete Hauptstrombogenlampen; Stift und Lampe gleichen sich nämlich in gewissem Sinn insofern, als beide bei bestimmter Einstellung einen bestimmten Stromwert verlangen. Trotzdem die hier beschriebene Schaltung vielleicht auf den ersten Blick mehr an eine Serienschaltung erinnert, habe ich doch schon oben mit Absicht ihre Definition mehr als eine Art von Parallelschaltung aufgefaßt. Und in der Tat weist die ganze Wirkungsweise der Anordnung vollkommen auf den Charakter einer Parallelschaltung hin. Dies beweist am augenfälligsten die Rolle, welche der Nulleiter in der Schaltung spielt. Versuche zeigten, daß der Anschluß an den Nulleiter absolut nötig ist; sobald er, auch bei vollständigem Gleichgewicht beider Netzhälften, aufgehoben wird, bringen kleine Spannungsdifferenzen der Netzhälften die Anordnung aus dem Gleichgewicht, die Stifte arbeiten unregelmäßig und mit rauhem, kratzendem Ton und setzen zeitweilig aus.

Bei der hier angegebenen Schaltung mit Nulleiteranschluß dagegen arbeiten beide Unterbrecher vollkommen synchron, was, abgesehen von der Sekundärleistung, schon an ihrem reinen Tone erkennbar ist. Zudem ist die Anordnung in hohem Maße stabil. Wenn beide Unterbrecher, jeder für sich, vorher auf gleiche Stromstärke bei gleicher Spannung eingestellt sind, so zeigt ein im Nulleiter liegendes Amperemeter bei 40 Ampere Strom auf jeder Netzseite nur rasche unregelmäßige Stromschwankungen um den Nullwert mit einem höchsten Ausschlag von $\pm 0{,}5$ bis $\pm 1{,}0$ Ampere; dies scheint von den stets vorhandenen Unregelmäßigkeiten im Arbeiten der Unterbrecher herzurühren. Wird der eine Unterbrecher nun verstellt, so stellt sich ein der Differenz der Ströme in den beiden Außenleitern entsprechender mehr oder minder schwankender Strom im Nulleiter ein. Die Verstellung der Unterbrecher gegeneinander kann schon ganz erheblich weit getrieben werden, bis sie anfangen, einen kratzenden Ton als Zeichen unregelmäßiger Unterbrechungen zu geben. —

Demnach ist die Wirkungsweise der neuen Schaltung so zu erklären, daß sie im wesentlichen auf einem Parallelarbeiten der Unterbrecher beruht, derart, daß dieselben zwar nicht wie die einzelnen Stifte jedes Unterbrechers zueinander elektrisch parallel geschaltet, sondern vielmehr durch ihre zugehörigen beiden Primärwicklungen magnetisch gekuppelt sind, wodurch der Synchronismus beider Unterbrecher aufrecht erhalten wird, aber nur so lange, als sich die dabei infolge von Ungleichheiten der Stifte usw. bedingten Differenzen zwischen den beiden von den Unterbrechern angestrebten Stromstärken durch den Nulleiter ausgleichen können.

Nach der beschriebenen Methode ausgeführte Apparate ergaben bei eingehenden Versuchen vorzügliche Resultate; die erzielte Sekundärleistung ist, auch bezüglich des Strahlencharakters, derjenigen äquivalent, die bei Aufwendung der Summe der beiden Stromstärken aus einem Zweileiternetze halber Spannung erzielt wird. Sie wird für 2×220-Voltnetze angewandt und empfiehlt sich aus oben angegebenem Grunde vielfach auch für 2×110-Voltnetze. Die durch sie bedingte Verteuerung beschränkt sich im wesentlichen auf den zusätzlichen doppelten Wehneltunterbrecher.

Apparate nach dieser, übrigens zum Patent angemeldeten Anordnung baut die Firma Reiniger, Gebbert & Schall A.-G. in Berlin-Erlangen.

Erlangen-Charlottenburg, Januar 1909.

(Eingegangen 24. April 1909.)

Ein neuer Registrierapparat für feine elektrische Impulse.

Von Hans Simon.

Die Einführung der kontinuierlichen elektrischen Schwingungen (System „Poulsen") in die Praxis der drahtlosen Telegraphie ließ einen neuen Schreibempfangsapparat entstehen, der sich besonders den Ansprüchen des neuen Systems anpaßte. An Stelle des Fritters in Verbindung mit Relais und Morseapparat trat das Adersche Fadengalvanometer mit photographischer Registrierung der Fadenausschläge. Dem neuen Apparat lag das Prinzip des französischen Telegrapheningenieurs Ader, der sich besonders mit den Fragen der Kabeltelegraphie beschäftigte, zugrunde. Im Jahre 1897 machte dieser die erste Angabe über den neuen Apparat (vgl. E.T.Z. 1897, S. 861). So wie ihn Ader damals für die Kabeltelegraphie zur Verwendung vorschlug, war er allerdings nicht für den modernen Zweck der drahtlosen Telegraphie zu verwenden. In erster Linie bedurfte das Adersche Fadengalvanometer einer durchgreifenden Verbesserung. Der holländische Physiologe Einthoven löste diese Aufgabe. Das physik.-mechan. Institut von Edelmann, München, fabriziert heute auf dieser Grundlage Galvanometer, die den Anspruch auf ungemein große Empfindlichkeit machen können. Die Firma C. Lorenz A.-G., Berlin, konstruierte auf Grund dieser Verbesserungen den neuen Registrierapparat, der in erster Linie den Empfangszwecken in der drahtlosen Telegraphie dienen sollte.

Seinem konstruktiven Aufbau nach kann man an dem Apparat vier Hauptteile unterscheiden: den elektrischen, den optischen, den photographischen Teil und die Antriebsvorrichtung. Figur 1 und 2 stellen den Apparat in seiner Gesamtanordnung dar.

Der elektrische Teil — im Prinzip das Adersche Fadengalvanometer — besteht aus einem auf einem Stativ sitzenden permanenten Magneten (Fig. 1 u. 2), der zwischen seinen Polschuhen den sogenannten Fadeneinsatz aufnimmt. Der Fadeneinsatz (eine von C. Lorenz A.-G. vorgeschriebene Spezialkonstruktion des Edelmannschen Fadeneinsatzes) ist der Träger des im magnetischen Felde befindlichen Leiters und wird durch Fig. 4 dargestellt.

Der Fadeneinsatz trägt beiderseitig eine Durchbohrung, die einerseits die Beleuchtung und andererseits die Beobachtung des Fadens durch das Mikroskop gestatten soll. Die Beleuchtung des Fadens geschieht durch eine kleine 3—4 voltige Glühlampe, die in einer geeigneten Fassung leicht auswechselbar hinter den Magneten und vor der Durchbohrung des Fadeneinsatzes angeordnet ist. Der Stromanschluß (Akkumulator oder Trockenelemente) für diese Lampe geschieht durch 2 aus der Grundplatte des Apparates herausragende Stöpsel (Fig. 1), die unterhalb der Grundplatte leitend mit den beiden Polen der Lampenfassung verbunden sind. Zwei neben diesen Stöpseln sichtbare eingelassene Buchsen sind mit den beiden Enden des Fadens unterhalb der Grundplatte leitend verbunden und dienen zum Anschluß für den Empfangsstrom. Ein in Figur 2 sichtbarer kleiner Regulierwiderstand kann parallel zum Faden geschaltet werden, dient also zur feineren Regulierung seines Ausschlages.

Der optische Teil besteht aus einem Zeißschen Achromat von ca. 80facher Vergrößerung. Das Objektiv erzeugt von dem durch die Glühlampe kräftig beleuchteten Faden ein reelles Bild (Schattenbild) auf einer Mattscheibe, die sich an der Vorderseite (Fig. 3) des Apparates befindet. Zwei ebenfalls in Fig. 3 links und rechts unten sichtbare Hartgummiknöpfe dienen zur Scharf- und Richtigstellung des Fadenbildes auf der Mattscheibe. Diese Hartgummiknöpfe sitzen auf unterhalb der Grundplatte

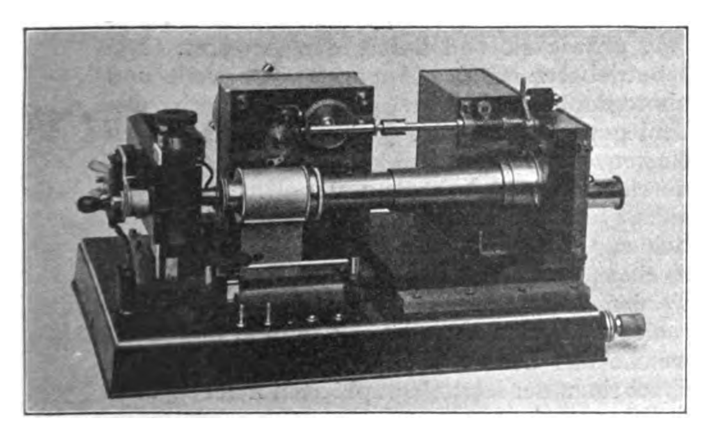


Fig. 1.

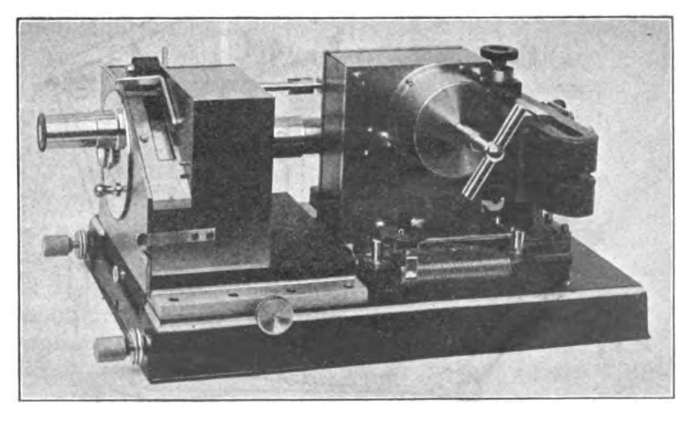


Fig. 2.

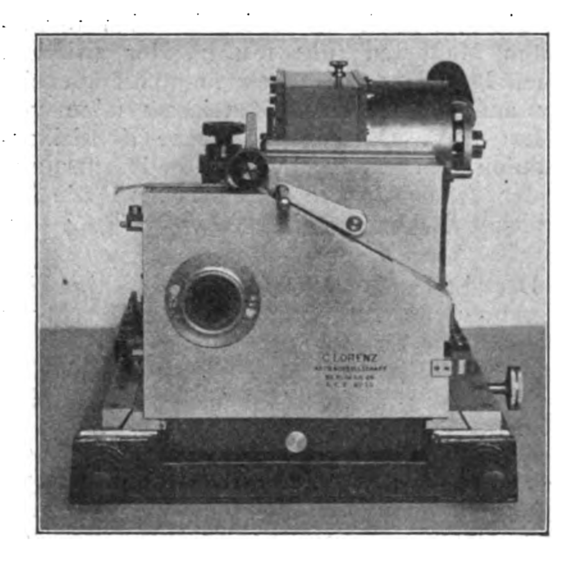


Fig. 3.

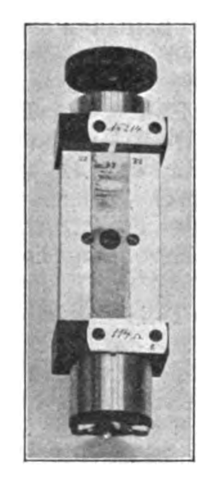


Fig. 4.

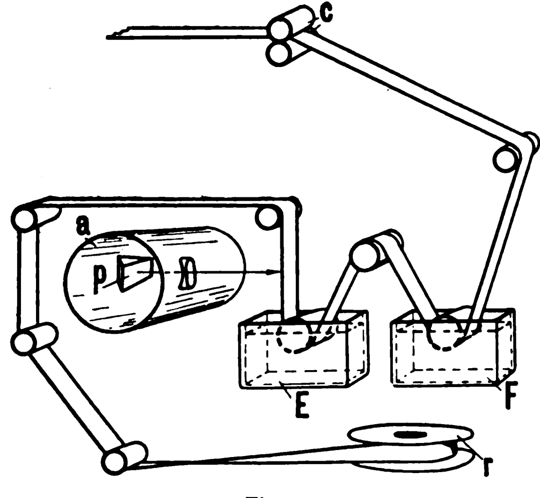


Fig. 5.

montierten Schraubenspindeln, die eine Lagenänderung der das Objektiv und die Magneten tragenden Stative bewirken. Direkt vor der Mattscheibe befindet sich im Innern des vorderen Kastens ein Prisma, welches in den Strahlengang ein- und ausschaltbar ist. Dieses Prisma projiziert den mittleren Teil des Fadenbildes unter Zwischenschaltung einer Zylinderlinse — zur Erzielung eines scharf abgegrenzten Lichtspaltes — auf eine in Bewegung befindliche Bromsilberschicht. Die allgemeine Anordnung des vorderen Kastens geht aus Fig. 5 hervor. *a* ist der Tubus des Mikroskops. Die auf den Beschauer zukommenden Lichtstrahlen werden in der Richtung des Pfeiles durch das Prisma *p* nach der Schicht des lichtempfindlichen Papiers gebrochen. Eine in die Grundplatte eingelassene, leicht herausziehbare Kassette enthält die auf einem Dorn leicht drehbar angeordnete Metallrolle *r*, auf der das zu verarbeitende lichtempfindliche Papier aufgewickelt ist. Das verwendete Papier ist bei einer Länge von ca. 70 m 9 mm breit und entspricht in bezug auf seine photochemischen Eigenschaften in jeder Weise den gestellten Anforderungen, nämlich höchste Empfindlichkeit bei markantester Schwarzweißwirkung. Das Papier wird dann über ein in Fig. 5 schematisch angegebenes Rollensystem durch ein Entwicklergefäß *E* und ein Fixierergefäß *F* geführt und verläßt bei den Rollen *c* den Apparat. Die obere der beiden Rollen *c*, die durch Federdruck aufeinander lagern, wird mit Hilfe einer Spindel durch ein kräftiges Uhrwerk (Fig. 1—3) angetrieben und hierdurch wird der Papierstreifen entsprechend der Geschwindigkeit des Uhrwerks aus dem Apparat gezogen. Die Geschwindigkeit des Papierstreifens läßt sich mit Hilfe einer am Uhrwerk vorgesehenen Reguliervorrichtung in großen Grenzen (2—25 mm sekdl.) verändern. Das Uhrwerk selbst besitzt bei einer mittleren Geschwindigkeit eine Ablaufszeit von ca. 30 Minuten. Bei der letzteren Geschwindigkeit verläßt das aufgenommene Telegramm ungefähr 10 Sekunden nach Empfang entwickelt und fixiert den Apparat. Die Inbetriebsetzung des Apparates (Uhrwerk und photographischer Teil) geschieht durch das Umlegen des in Fig. 3 über den vorderen Kasten herausragenden kleinen Hebels. Hierdurch wird die Auslösung des Uhrwerks veranlaßt und gleichzeitig ein Emporheben der beiden Gefäße bis zum Eintauchen des Papierstreifens bewirkt. Bei Zurücklegen des Hebels werden zuerst die beiden Gefäße wieder gesenkt und eine Arretiervorrichtung ausgelöst, welche das Uhrwerk, aber erst nach erfolgtem Erscheinen der letzttelegraphierten Zeichen, zum Stillstand bringt.

Im vorangegangenen ist alles Prinzipielle

über den neuen Registrierapparat gesagt; es sollen noch einige allgemeinere Bemerkungen folgen.

Die zur Aufnahme der Entwickler- und Fixiererflüssigkeiten dienenden Gefäße sind nach Art der Geflügeltränken ausgeführte Zelluloidgefäße, die sich entsprechend der durch den Streifen aufgesaugten Flüssigkeitsmenge selbsttätig nachfüllen. Die verwendeten Flüssigkeiten selbst sind hochkonzentrierte Lösungen, die für den Gebrauchszweck besonders hergestellt sind. Die Entwickler und Fixierer sind auch in Salzform zu beziehen und es wird dadurch ein bequemeres Arbeiten bei transportablen Apparaten erzielt. Um mit dem Apparat bei Temperaturen zu arbeiten, bei denen im allgemeinen die Reduktionsfähigkeit des Entwicklers nachläßt oder gar aufhört, ist noch eine Wärmevorrichtung vorgesehen, welche die Flüssigkeiten auf der entsprechenden Temperatur hält. Diese Vorrichtung besteht in einem erhitzten Schamottestein, der hinter die beiden Zelluloidgefäße an Stelle der Rückwand des vorderen Kastens eingeschoben wird. Die von dem Stein ausstrahlende Wärme genügt, um noch bei -10^0 gute Photogramme zu erzielen; selbstverständlich muß der Schamottestein nach entsprechender Zeit durch einen neuerwärmten ersetzt werden. Die Wärmevorrichtung kann aber auch in verschiedener Weise den örtlichen Verhältnissen angepaßt werden, z. B. kann die Erwärmung erfolgen durch elektrische Heizspiralen, Dauerglühkörper, Warmwasserröhren usw.

Die einzelnen Teile des Instrumentes sind alle leicht und schnell demontierbar, desgleichen ist es in allen seinen Teilen leicht zugänglich und übersichtlich. Das Auswechseln von Glühlampe, Papier, Flüssigkeiten usw. kann innerhalb weniger Sekunden erfolgen und zieht keinesfalls eine längere Betriebsstörung nach sich. Die äußeren Dimensionen des Apparates sind $38 \times 20 \times 15$ cm, sein Gewicht beträgt ca. 14 kg; er ist auf einer Magnaliumgrundplatte montiert und besteht in der Hauptsache aus vernickeltem Messing, nur der Kasten, in welchem der photochemische Prozeß vor sich geht, besteht aus starkem Nickelblech, das den ätzenden Eigenschaften der Entwickler- und Fixiererflüssigkeiten genügenden Widerstand leistet.

Trotzdem der Apparat in der vorbeschriebenen Ausführung nur dem Sonderzweck für drahtlose Telegraphie dient, kann man doch mit ihm allerlei wichtige Messungen machen, bei denen es auf die Registrierung feiner elektrischer Impulse ankommt.

Er kann Verwendung finden bei erdmagnetischen Messungen und auf dem Gebiete der Erdbebenforschung. Eine Verwendbarkeit in der Kabeltelegraphie dürfte günstige Resultate erzielen. Registrieraufnahmen luftelektrischer Störungen sind mit ihm in äußerst bequemer Weise auszuführen. Jedenfalls kann er in physikalisch-wissenschaftlichen Laboratorien reiche Verwendung finden und wird großen Ansprüchen auf Empfindlichkeit und präzises Arbeiten gerecht werden können.

(Eingegangen 10. Mai 1909.)

Berichtigung zu meiner Notiz „Über die Abhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeit von der Temperatur in homogenen gasförmigen Systemen"[1]).

Von Hans Goldschmidt.

Herr Geheimrat Nernst hat mich freundlichst auf zwei Inkorrektheiten aufmerksam gemacht, die mir bei Erwähnung seiner Theorie des chemischen Widerstandes in der obengenannten Notiz unterlaufen sind. Ich beeile mich, dieselben zu berichtigen.

Zunächst möge jedoch der betreffende Abschnitt hier reproduziert und die änderungsbedürftigen Stellen durch den Druck hervorgehoben werden:

„Theoretisch läßt sich der enorme Anstieg der Reaktionsgeschwindigkeit mit der Temperatur vom Standpunkte der Kinetik aus nicht ohne weiteres voraussehen. Denn die Zahl der Zusammenstöße zwischen den Molekeln wächst nur proportional $\sqrt{T}$..... Nernst nimmt **deshalb, und auch** mit Rücksicht auf die aperiodische Einstellung chemischer Gleichgewichte die Existenz eines besonderen, stets sehr beträchtlichen Widerstandes an, so daß in Analogie zum Ohmschen Gesetz die Beziehung gilt:

$$\text{Reaktionsgeschwindigkeit} = \frac{\text{treibende Kraft}}{\text{chem. Widerstand}}.$$

Da sich jedoch die Gesetze, denen der chemische Widerstand gehorcht, bisher nicht haben ermitteln lassen, so würde die Einführung dieses Begriffes für unser Problem bloß eine Substitution der Unbekannten bedeuten.

Im Gegensatz zu Nernst nimmt Arrhenius an, daß überhaupt nicht alle Moleküle reagieren ......"

Folgendes ist hierbei richtig zu stellen:

1. Das Motiv zur Einführung des Begriffes „chemischer Widerstand" war, wie z. B. aus Nernst, Theoret. Chemie, IV. Aufl., S. 656, unzweideutig hervorgeht, im wesentlichen die Tatsache der aperiodischen Gleichgewichtseinstellung, nicht aber die starke Temperaturempfindlichkeit der Reaktionsgeschwindigkeit. Die Worte „deshalb und auch" haben daher zu entfallen.

---

1) Diese Zeitschr. 10, 206, 1909.



2. Es besteht kein Gegensatz zwischen den Theorien Nernsts und Arrhenius' im Sinne gegenseitigen Ausschlusses. Der Begriff des chemischen Widerstandes ist vielmehr mit der Arrheniusschen Vorstellung der „aktiven Molekeln" sehr wohl vereinbar. Die Hypothese von Arrhenius schließt die Nernstsche Annahme starker Dämpfung ebensowenig aus, als sie dieselbe fordert. Die Wendung „im Gegensatz zu Nernst" ist daher gleichfalls zu streichen.

(Eingegangen 19. Mai 1909.)

Die Ausstoßung radioaktiver Materie bei den Umwandlungen des Radiums.

Bemerkung zu der Arbeit von Sidney Ruß und Walter Makower.

Von Otto Hahn und Lise Meitner.

Die in dieser Zeitschr. **10**, 361, 1909 in deutscher Übersetzung erschienene Arbeit von Sidney Ruß und Walter Makower enthält in der Einleitung einen auf unsere letzte Arbeit[1]) bezüglichen Passus, zu dem wir, da er zumindest in der deutschen Fassung Irrtumsmöglichkeiten einschließt, einige berichtigende Worte bemerken möchten.

Die betreffende Stelle lautet: „Während der Ausführung unserer Arbeit sind diese Versuche (es handelt sich um Versuche von Miß Brooks, die Rutherford in seinem Lehrbuch anführt) von Hahn und Meitner wiederholt worden." Und weiter: „Sowohl in dieser Arbeit wie in einer anderen werden Anzeichen für ähnliche Erscheinungen am Aktinium und am Thorium angeführt." Die Verf. fahren dann fort: „Die Versuche, über die wir hier berichten werden, liefern einen direkten Beweis für den Rückstoß von Radium *A*, Radium *B* und Radium *C* bei ihrer Bildung aus Emanation bzw. aus Radium *A* und aus Radium *B*."

Hierzu ist nun folgendes zu bemerken: Wir wurden zu unseren Versuchen durch Resultate veranlaßt, die der eine von uns gelegentlich der Untersuchung einer Restaktivität beim Aktinium erhalten hatte. Ohne Kenntnis der Beobachtungen der Miß Brooks waren damals die Ergebnisse bereits durch den Rückstoß erklärt worden, den das bei der Emission der α-Strahlen resultierende Restatom der radioaktiven Substanz erfährt. Erst nachträglich wurden wir auf die Miß Brooksschen Versuche und deren richtige Deutung durch Rutherford aufmerksam gemacht. Da Miß Brooks keinen Einfluß des elektrischen Feldes gefunden hatte, die Versuche mit Aktinium einen solchen aber unzweideutig ergeben hatten, stellten wir Untersuchungen außer an Aktinium und Thorium auch an Radium an. Die erhaltenen Resultate waren kurz die folgenden: Aus frischem aktiven Niederschlag wurde Radium *B* in sehr beträchtlicher Menge erhalten. Wartete man, bis alles *RaA* zerfallen war, so wurde an der negativen Elektrode Radium *C* gefunden, das demnach sein Auftreten dem durch die Emission der β-Teilchen bedingten Rückstoß verdankt.

Die Versuche mit dem aktiven Niederschlag des Aktiniums ergaben das Auftreten von Aktinium *C* an der negativen Elektrode, und zwar in solcher Menge und Reinheit, daß wir die Abklingung bis unter 1 Proz. der Anfangsaktivität verfolgen und die von uns früher angegebene Zerfallsperiode mit größter Genauigkeit bestätigen konnten.

Beim Thorium gelang es uns auf diese Weise, ein bis dahin unbekanntes Produkt, Thorium *D*, mit absoluter Sicherheit nachzuweisen und dessen Zerfallskonstante zu bestimmen.

Daß wir die Aktivierung durch Rückstoß als absolut sichergestellt betrachteten, beweist der von uns gewählte Titel der Arbeit: „Eine neue Methode zur Herstellung radioaktiver Zerfallsprodukte". Der Ausdruck „Anzeichen" wird daher unseren Resultaten wohl nicht ganz gerecht.

Zum Schlusse mögen hier noch zwei Sätze aus unserer Arbeit wörtlich zitiert werden:

„Die angegebene Methode ist sonach zur Abtrennung von reinem Aktinium *C* äußerst wirksam und mit größter Leichtigkeit anzuwenden."

„Auch hier (beim Thorium *D*) macht sich wieder der große Vorzug der physikalischen Abtrennungsmethode gegenüber der chemischen geltend und zwar sowohl in bezug auf die Reinheit als auch auf die Quantität der erhaltenen Präparate."

Berlin, Chemisches Institut der Universität.

(Eingegangen 8. Juni 1909.)

1) Verh. d. Deutsch. Phys. Ges., S. 55—62, 1909.

BESPRECHUNGEN.

H. Strasser, Lehrbuch der Muskel- und Gelenkmechanik. I. Band: Allgemeiner Teil. gr. 8. XI u. 212 S. mit 100 Figuren. Berlin, Jul. Springer. 1908. M. 7.—

Die Wissenschaft von den sichtbaren Bewegungen des menschlichen oder allgemein tierischen Körpers hat sich erst ganz allmählich entwickelt. Wenn auch die ersten exakten Anwendungen der Mechanik auf den lebenden Körper bis in das 17. Jahrhundert, in



die Zeit des Mathematikers A. Borelli, zurückreichen, so ist die Untersuchung der Gelenkbewegungen und der Wirkung der Muskeln doch erst nach dem Erscheinen der Mechanik der menschlischen Gehwerkzeuge der Brüder Weber und der grundlegenden Arbeiten von Adolf Fick in der zweiten Hälfte des vorigen Jahrhunderts in Fluß gekommen. Seit dieser Zeit ist nun das Gebiet von verschiedenen Forschern bearbeitet und so weit gefördert worden, daß man jetzt von der physiologischen Mechanik oder Bewegungsphysiologie als einem selbständigen Zweig der Physiologie reden kann.

Als Erklärung für die frühere stiefmütterliche Behandlung der physiologischen Mechanik ließe sich nicht etwa anführen, daß die Probleme dieser Wissenschaft für die Biologie keine große Bedeutung hätten; es sind ganz im Gegenteil die Gliederbewegungen des lebenden Körpers sogar als Hauptzweck des tierischen Organismus aufzufassen, dem der ganze Bau des Körpers angepaßt ist. Der Grund für die lange Vernachlässigung liegt vielmehr in dem Umstande, daß einer exakten Lösung vieler Probleme der physiologischen Mechanik zum Teil recht beträchtliche Schwierigkeiten entgegenstehen, und daß dabei Anforderungen an die verschiedensten Wissensgebiete gestellt werden. Daher wird wohl die physiologische Mechanik auch nicht sobald sehr populär werden. Immerhin können aber die Lehrbücher der Physiologie, so wie auch die der Anatomie, die neue Wissenschaft jetzt nicht mehr nur mit wenigen Worten abtun, oder sie gar ganz ignorieren, wenn sie dem Fortschritt der Wissenschaft Rechnung tragen wollen. Und es wird auch in absehbarer Zeit von dem Studierenden der Medizin eine gewisse Vertrautheit mit den wichtigsten Resultaten der physiologischen Mechanik verlangt werden müssen. Es sollte daher, wie der Verfasser des oben angegebenen Buches in seiner Vorrede mit Recht anführt, die Einführung in die Maschinenlehre des menschlichen Körpers sogar schon eine der Aufgaben des anatomischen Unterrichts und der Tätigkeit auf dem Präpariersaal sein.

Da nun zum Verständnis der Lösung der Probleme der Bewegungsphysiologie erfahrungsgemäß die physikalischen Vorkenntnisse der Studierenden der Medizin nicht ausreichen, so ist das Erscheinen eines jeden Buches an und für sich mit Freuden zu begrüßen, welches wie das vorliegende Lehrbuch der Muskel- und Gelenkmechanik von H. Strasser sich u. a. die Aufgabe stellt, die hauptsächlich in Frage kommenden allgemeinen mechanischen Probleme, welche die Gelenk- und Muskelmechanik darbietet, möglichst klar zu formulieren und in ihrem vollem Umfange und Zusammenhange zu erläutern.

In einem besonderen, der eigentlichen Muskel- und Gelenkmechanik vorausgehenden Abschnitt des Strasserschen Buches sollen zunächst die Grundprinzipien der Mechanik eingehender behandelt werden, als es in den bei Medizinern gebräuchlichen Lehrbüchern der Physik und in ihrem Physikunterricht der Fall sein kann. So sehr dieses Bestreben anzuerkennen ist, so muß im Interesse der Sache doch bedauert werden, daß der erste Abschnitt nicht noch viel mehr über die elementaren Lehren der Physik hinausgeht.

So wird z. B. zuletzt im Anschluß an die Betrachtung der Kräftepaare und ihrer Momente auch deren drehende Einwirkung behandelt und dabei das Resultat angegeben, daß die gesamte Einwirkung eines Kräftepaares auf einen freien starren Körper in einer Drehbeschleunigung parallel der Ebene des Kräftepaares um eine zu dieser senkrecht stehende Achse des Massenmittelpunktes besteht. Der Satz ist in dieser allgemeinen Form jedoch bekanntlich nur richtig, wenn das Trägheitsellipsoid des Massenmittelpunktes eine Kugelfläche ist, was für die einzelnen Abschnitte des lebenden Körpers, mit einziger Ausnahme des Kopfes, auch nicht einmal annähernd stattfindet. Im übrigen kann der obige Satz nur in dem besonderen Falle Geltung beanspruchen, daß die Ebene des Kräftepaares auf einer der drei Hauptträgheitsachsen des Körpers senkrecht steht; denn sobald die letztere Bedingung nicht erfüllt ist, weicht auch die instantane Drehungsachse, um welche die Drehbeschleunigung bewirkt wird, in bestimmt angebbarer Weise von der zur Ebene des Kräftepaares senkrechten Richtung ab. Dies hätte wenigstens angedeutet werden müssen, um nicht eine falsche Vorstellung von der Wirkungsweise eines Kräftepaares zu erwecken.

In der richtigen Erkenntnis, daß eine mathematische Formulierung und exakte Durchführung vieler Probleme der physiologischen Mechanik ohne Kenntnis der Begriffe und Methoden der Differential- und Integralrechnung gar nicht möglich ist, findet sich ferner an geeigneter Stelle der Begriff des Differentialquotienten auseinandergesetzt und verwendet — leider jedoch in so kurzer Weise, daß wohl kaum angenommen werden darf, es könne damit bei einem Studenten der Medizin ein klares Verständnis für das Wesen und die Bedeutung desselben erzielt werden.

Weiter wäre es wünschenswert gewesen, bei der Betrachtung der Beschleunigung auf den Unterschied zwischen Tangential- und Normalbeschleunigung und die dementsprechende Zerlegung der Beschleunigung einer krummlinigen Bewegung in zwei zueinander senkrechte Komponenten näher einzugehen usf.

Abgesehen von diesen wenigen Ausstellungen ist zu erwarten, daß der Student der Medizin aus dem ersten Abschnitt manches Neue lernen wird, so daß das eingehende Studium desselben nur empfohlen werden kann.

Der zweite Abschnitt des Buches dürfte dagegen auch für den Physiker von Interesse sein, da in demselben allgemeine Daten über den Bau und die Bedeutung des Skelettes, ferner einiges aus der Kinematik der organischen Gelenke und allgemeine Verhältnisse, unter denen die Muskeln zur Kontraktion und zur Arbeitsleistung gelangen, zusammengestellt sind.

Im dritten und letzten Abschnitt, welcher sich mit den allgemeinen Problemen der Gelenk- und Muskelmechanik beschäftigt, ist der Verfasser bemüht, die Resultate der neueren Forschung, soweit sich dieselbe zunächst im wesentlichen auf das zweigliedrige ebene Gelenksystem beschränkt, auf eine ihm eigentümliche Weise noch einmal elementar abzuleiten. An und für sich dürfte der von Strasser eingeschlagene Weg für den Physiker nicht ohne Interesse sein. Ob aber die Einführung des Perkussionsmittelpunktes, ferner die eigentümliche Verwendung der nunmehr schon seit über 15 Jahren in die Wissenschaft eingeführten Hauptpunkte der beiden Glieder für die Zerlegung der Kräfte in zwei Komponenten, u. a. m. dem Studierenden der Medizin die Sache elementarer machen und ihm das Verständnis der Beziehungen zwischen Kräften und Bewegungen am zweigliedrigen System erleichtern wird, mag dahingestellt bleiben. Selbst wenn dies der Fall wäre, so würde doch damit für die Behandlung des allgemeinen n-gliedrigen Gelenksystems noch nicht viel gewonnen sein, da der Strassersche Weg sich nicht ohne große, nahezu unübersehbare Komplikationen in gleicher Weise zur Behandlung der mehrgliedrigen Gelenksysteme einschlagen lassen dürfte.

So sehr daher auch das Bestreben anzuerkennen ist, in dem Buche eigene Bahnen zu beschreiten, so ist doch auch zu bedauern, daß in ihm nicht außerdem die schon längst bestehende ganz elementare und anschauliche Methode zur Ableitung der Bewegungsgleichungen auseinandergesetzt ist, mit Hilfe deren sich auf Grund einiger bekannter und auch dem Studierenden der Medizin leicht verständlich zu machender Grundgesetze der Mechanik nicht nur das n-gliedrige ebene System, sondern auch das n-gliedrige räumliche Gelenksystem in allgemein verständlicher Weise exakt behandeln läßt.

Schließlich soll noch bemerkt werden, daß es in der Physik schon lange Zeit üblich ist, das Wort „Kinetik" in dem Sinne zu gebrauchen, wie es von Strasser in der Anmerkung auf S. 144 vorgeschlagen wird.

O. Fischer.

Berichtigung.

In der Abhandlung M. Born, Über eine Verallgemeinerung der Eulerschen Knickformel, diese Zeitschr. **10**, 383, 1909, ist auf S. 387 der Absatz Spalte 1, Zeile 4 von unten bis Spalte 2, Zeile 7 von oben zu streichen, da er versehentlich doppelt gedruckt ist.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin Dr. Georg Lockemann für Chemie, an der Universität in Wien Dr. A. Defant für Meteorologie und Klimatologie, an der Technischen Hochschule Berlin Professor Dr. Ludwig Zehnder für Physik und Dr. Jahn für physikalische Chemie, an der Universität Tübingen Dr. Eugen Letsche für physiologische Chemie.

Neuer Lehrauftrag: Dem ord. Professor für Technische Mechanik an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Wilhelm Schlick für Luftschiffahrt.

Ernannt: Der Privatdozent der Physik an der Universität Göttingen Dr. F. Krüger als Dozent für physikalische Chemie an die Technische Hochschule in Danzig mit dem Titel Professor, der Privatdozent für Chemie an der Universität Münster Dr. Alfred Thiel zum a. o. Professor ebenda, der Privatdozent der pharmazeutischen Chemie an der Universität Breslau Dr. Karl Feist zum Abteilungsvorsteher am Pharmazeutisch-Chemischen Institut der Universität Marburg, der Privatdozent an der deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. B. M. Margosches zum Honorardozenten für chemische Technologie der organischen Kolloide, der Astronom Hermann Krüger in Altenburg zum Direktor des neuerrichteten Observatoriums bei Marselisborg (Dänemark).

Verliehen: Dem früheren ord. Professor der Chemie an der Universität Königsberg Dr. Karl Graebe in Frankfurt a. M. der Titel Geh. Regierungsrat, dem ständigen Mitarbeiter bei der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Dr. Friedrich Grützmacher, den Privatdozenten für Chemie an der Universität Göttingen Dr. Julius von Braun und Dr. Walther Borsche der Titel Professor.

Gestorben: Der Leiter des Meteorologischen Observatoriums in Wilhelmshaven Admiralitätsrat Professor C. N. J. Börgen.



Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 13. | 1. Juli 1909. Redaktionsschluß für No. 14 am 3. Juli 1909. | 10. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die selektive Reflexion monochromatischen Lichtes an Quecksilberdampf.

Von R. W. Wood.

Die vorliegende Arbeit bildet das erste Glied einer Reihe in Vorbereitung befindlicher Veröffentlichungen über die optischen Eigenschaften des Quecksilberdampfes. Die Untersuchungen haben Ergebnisse geliefert, die ebenso interessant sind, wie die, welche ich am Dampfe des metallischen Natriums erhalten habe, wenngleich sie einigermaßen anderer Art sind.

Der Quecksilberdampf hat eine starke und schmale Absorptionslinie im Ultraviolett bei der Wellenlänge 2536,7 Å.-E. Diese Linie ist ihrem Charakter nach einer der *D*-Linien des Natriums nicht unähnlich. Ich habe bereits im Astrophysical Journal unter dem Titel „Change in the appearance and apparent position of an absorption band caused by the presence of an inert gas" einige Beobachtungen über diese sehr merkwürdige asymmetrische Bande veröffentlicht. Es ist noch eine Reihe weiterer Absorptionslinien und -banden vorhanden, doch werden wir es in dieser Veröffentlichung hauptsächlich mit der vorstehend erwähnten zu tun haben. Bei 2539,3 Å.-E. liegt eine schwächere Linie, die mit der stärkeren verschmilzt, sobald der Dampf eine irgendwie beträchtliche Dichte erreicht.

Die Plancksche Theorie der Absorption beruht auf der Annahme, daß die Resonatoren die den ankommenden Wellen entnommene Energie seitlich wieder emittieren. Ich bin zwar der Meinung, daß die Rückemission nur in Ausnahmefällen erfolgt, doch findet sie sich in manchen Fällen. Wie ich in einer früheren Arbeit gezeigt habe, emittiert Natriumdampf, wenn er mit Natriumlicht beleuchtet wird, die absorbierten Wellenlängen unverändert. Die Emission ist indessen diffus, das heißt, sie ist nach allen Richtungen hin zerstreut. Eine derartige Strahlung habe ich Resonanzstrahlung genannt, zum Unterschiede von der Fluoreszenz, bei welcher eine Wellenlängenänderung auftritt.

Ich habe vor einigen Jahren vorausgesagt, daß, wenn die molekularen Resonatoren eng genug zusammengedrängt würden, die von ihnen emittierten sekundären Wellen, da sie hinsichtlich ihrer Phase in einer festen Beziehung zueinander stehen, sich zu einer einzigen Welle vereinigen würden; dann würde das zerstreute Licht verschwinden, und es würde eine regelmäßige Reflexion des absorbierten Lichtes an seine Stelle treten. Ich habe wiederholt versucht, die Erscheinung am Natriumdampf zu entdecken, aber mit negativem Erfolg; es war nämlich unmöglich, den Dampf auf großer Dichte mit einer scharf definierten Oberfläche zu erhalten, weil er auf die durchsichtigen Gefäßwandungen eine Korrosionswirkung ausübt.

Im Verlaufe einer langen Versuchsreihe, die ich über die Fluoreszenz, die Dispersion, die magnetische Drehung und andere Eigenschaften des Quecksilberdampfes ausgeführt habe, kam ich auf den Gedanken, daß diese Substanz für das Studium des Phänomens, falls solches existierte, recht geeignet sei. Es ist nämlich nicht schwer, den Dampf unter einem Drucke

von 20 bis 30 Atmosphären in Quarzglasgefäßen zu erhalten.

Um die Bilder voneinander zu trennen, die durch Reflexion an der inneren und äußeren Wand der Kugel entstehen, wurde der Hals aus sehr dickwandigem Rohre hergestellt, sodaß die Wandung prismatisch war, wie aus Fig. 1 zu

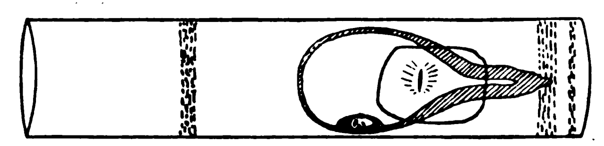


Fig. 1

ersehen ist. Solche Kugeln wurden von der Firma W. C. Heraeus in Hanau eigens für diese Untersuchung angefertigt und erwiesen sich als äußerst zweckentsprechend.

Ein ziemlich großer Tropfen Quecksilber wurde in eine solche Kugel gebracht und diese dann ausgepumpt und zugeschmolzen.

Es schien am besten, mit der Verwendung von Licht von genau der richtigen Schwingungszahl zu beginnen, also von einer Wellenlänge, die mit der Wellenlänge der Absorptionslinie identisch ist. Das Licht des in einer Quarzröhre übergehenden Quecksilberlichtbogens zeigt eine starke Linie von genau der richtigen Schwingungszahl. Die Kugel wurde in einem kleinen dünnwandigen Stahlrohre angebracht, das seitlich mit einer ovalen Öffnung versehen war; die Enden des Rohres wurden mit Scheiben aus Asbestpappe verschlossen, deren eine den Hals der Kugel hielt, wie dies in Figur 1 angedeutet ist. Das Stahlrohr wurde mittels zweier Bunsenbrenner erhitzt, gewöhnlich zu voller Rotglut, und der Quecksilberbogen wurde möglichst nahe an die Öffnung, etwas zur Seite verschoben, gebracht, so daß sein Bild an dem spitz zulaufenden Halse der Röhre reflektiert wurde, wie es die Figur zeigt. Die Flamme der Brenner muß die Öffnung bestreichen, um eine Kondensation von Quecksilbertropfen an der Stelle zu verhüten, wo die Reflexion erfolgt.

Bei geeigneter Wahl der Richtung, in der die Kugel betrachtet wurde, verschwand die Reflexion an der Außenfläche. Der Spalt eines kleinen Quarzspektrographen wurde dann auf das von der Innenfläche der Wand reflektierte helle Bild des Bogens gerichtet.

Ich nahm eine Reihe von Photographien[1]) auf, und zwar die erste bei kalter Kugel, die weiteren bei immer höheren Temperaturen. Es ergab sich, daß die relative Intensität der Linie 2536,7 Å.-E. im Spektrum des reflektierten Lichtes mit steigender Temperatur der Kugel rasch zunahm. Eine Reihe dieser Aufnahmen ist in Figur 2 wiedergegeben. Die

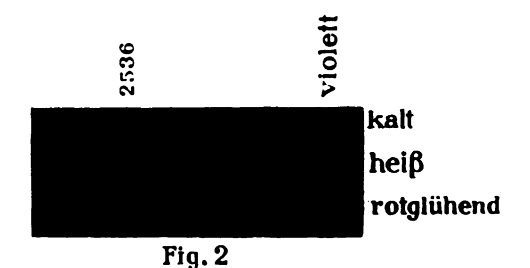


Fig. 2

Expositionszeit war bei rotglühender Kugel kürzer; trotzdem ist hier die Linie 2536 Å.-E. sehr kräftig, während die übrigen Linien überhaupt nicht erscheinen. Frühere Untersuchungen haben indessen gezeigt, daß der Quecksilberdampf zerstreute Resonanzstrahlung emittiert, wenn er mit Licht der Linie 2536 Å.-E. erregt wird. Es mußte deshalb zunächst der Beweis erbracht werden, daß die erhöhte Intensität der Linie nicht durch eine diffuse Strahlung hervorgerufen worden war. Es ergab sich eine sehr hübsche Methode für diesen Beweis. Wenn unsere Augen für ultraviolettes Licht empfindlich wären, so würden wir im Falle diffuser Emission die ganze Oberfläche der Kugel in Licht erglühen sehen, wenn dagegen die Strahlung seitens des Dampfes regelmäßig — also spiegelnd — reflektiert werden würde, so würden wir nur das kleine Bild des Bogens an Glanz zunehmen sehen.

Ich stellte nun das Stahlrohr vertikal so auf, daß die beiden von der Reflexion an der inneren und an der äußeren Oberfläche der Kugelwandung herrührenden Bilder übereinander erschienen. Sofern der Quecksilberlichtbogen aus einer schmalen vertikalen Lichtsäule bestand, erschienen diese Bilder als schmale vertikale Lichtstreifen und konnten an Stelle des Spektrographenspaltes verwendet werden. Der Bogen wurde in diesem Falle in ungefähr 1 m Abstand von der Kugel angeordnet.

Das Spaltrohr des Spektrographen wurde entfernt und das Instrument so aufgestellt, daß die beiden reflektierten Bilder die Stelle einnahmen, die zuvor der Spalt eingenommen hatte. Wenn man nun die Platte exponiert, so erhält man zwei Spektra übereinander, eines von dem an der Außenfläche, das andere von dem an der Innenfläche reflektierten Lichte.

Ich machte zwei Aufnahmen, eine mit kalter, die andere mit rotglühender Kugel. Die letztere Aufnahme zeigte, daß das Bild des Bogens, im Lichte der Linie 2536 Å.-E. betrachtet, durch die Anwesenheit des Queck-

1) Die Figuren sind zwecks besserer Kenntlichkeit auf Tafel IV wiederholt.

silberdampfes ganz gewaltig an Helligkeit zugenommen hatte. Die beiden Photographien sind in Fig. 3 wiedergegeben. Das Spektral-

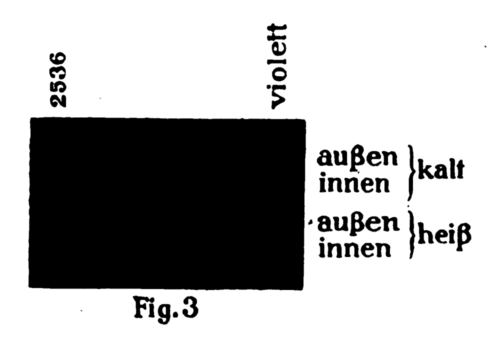


Fig. 3

bild, welches das Licht von der Wellenlänge 2536 Å.-E. liefert, ist in der Figur bezeichnet. Das an der Innenfläche reflektierte Licht ist nicht so intensiv wie das an der Außenfläche reflektierte; infolgedessen ist in jedem Falle das eine der beiden Spektren schwächer als das andere. Die Linie 2536 Å.-E. ist indessen im Spektrum des von der Innenfläche erzeugten Bildes vielmals heller, wenn die Kugel heiß ist.

Dieser Versuch zeigt, daß der Quecksilberdampf Licht von dieser besonderen Wellenlänge wesentlich in derselben Weise reflektiert, wie es ein Silberbelag auf der Innenseite der Kugel tun würde.

Ich stellte alsdann Versuche an, um festzustellen, mit welcher Annäherung die Schwingungszahl des Lichtes mit der des Absorptionsstreifens übereinstimmen muß, damit metallische Reflexion erfolgt.

Es zeigte sich, daß das Bogenspektrum des Eisens eine Gruppe eng beieinander liegender Linien genau in dem in Frage kommenden Gebiete aufwies. Daher setzte ich diesen Bogen an die Stelle des Quecksilberbogens. Der Spalt wurde wieder an dem Quarzspektrographen angebracht, und dann wurden Photographien des reflektierten Bildes des Bogens aufgenommen, während die Kugel kalt, und während sie auf verschiedene Temperaturen erwärmt war. Ich machte alsbald eine sehr bemerkenswerte Entdeckung: es erwies sich nämlich, daß die Eisenlinie, die metallisch reflektiert wurde, die Linie 2535,67 Å.-E., ungefähr um eine Ångström-Einheit nach der Seite kürzerer Wellen hin von der Absorptionslinie abwich. Bei Steigerung der Temperatur und der Dampfdichte wurde eine zweite Eisenlinie stark reflektiert, und diese fiel fast genau mit der Absorptionslinie zusammen. In Wirklichkeit ist es eine doppelte Linie mit den Wellenlängen 2536,90 Å.-E. und 2537,21 Å.-E.

Um vollkommen sicher zu gehen, daß kein Irrtum untergelaufen sei, photographierte ich das Bogenspektrum des Eisens, nachdem das Licht durch Quecksilberdampf von verschiedener Dichte hindurchgegangen war.

Die Eisenlinie, die zuerst verschwand, war die doppelte Linie, die erst reflektiert wurde, wenn der Quecksilberdampf seine größte Dichte erreicht hatte. Die Linie, die von dem Dampfe bei geringerer Dichte metallisch reflektiert wurde, wurde selbst dann nicht von dem Dampfe absorbiert, wenn seine Dichte so groß war, daß vier oder fünf Linien auf der langwelligen Seite der zuerst absorbierten Linie vollkommen ausgelöscht wurden. Ein Blick auf Figur 4 macht diesen Sachverhalt deut-

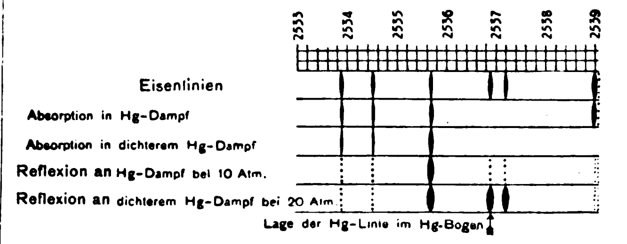


Fig. 4

licher. Der oberste Streifen in dieser Figur enthält die in Frage kommenden Eisenlinien. Der nächste Streifen zeigt die Absorption seitens des Quecksilberdampfes, wenn dessen Dichte gering ist; hier ist die vierte Eisenlinie — die doppelte Linie mit der mittleren Wellenlänge 2537 Å.-E. — verschwunden. Gleich darunter finden wir die Absorption in dichtem Dampfe; hier hat sich die Absorption nach dem sichtbaren Gebiete zu ausgedehnt — und zwar viel stärker, als es in der Figur angedeutet werden konnte, — aber die dritte Eisenlinie wird trotzdem noch durchgelassen. Der Streifen darunter zeigt die Reflexion an Quecksilberdampf unter etwa 10 Atmosphären; hier wird die dritte Eisenlinie kräftig reflektiert. In dem untersten Streifen haben wir endlich die Reflexion an Dampf von 20 Atmosphären; hier erscheinen die dritte und die vierte (die doppelte) Eisenlinie stark reflektiert. Diese Figur 4 ist natürlich eine Zeichnung. Photographien sind in den Figuren 5, 6, 7 und 8 wiedergegeben. Die Figur 5a ist eine Vergrößerung der Figur 7 und wurde mit einem Konkavgitter von 2 m Halbmesser gewonnen. Die starke Reflexion der dritten und vierten Eisenlinie — sie sind durch Pfeile bezeichnet — ist deutlich zu sehen. Figur 5b zeigt die Absorption der vierten Eisenlinie durch den Dampf bei geringer Dichte, während Figur 5c zeigt, daß die Reflexion der dritten Linie an Dampf unter etwa zehn Atmosphären viel stärker ist als die der vierten. In Figur 6 zeigt uns der Quarzspektrograph denselben

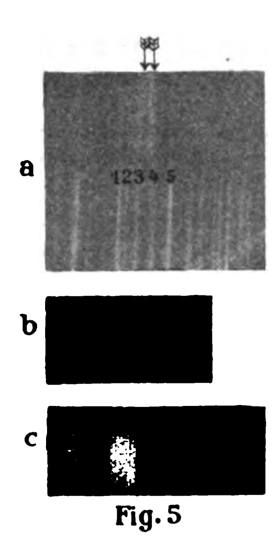


Fig. 5

Sachverhalt: das obere Spektrum ist an dünnerem, das untere an dichterem Dampfe reflektiert; die dritte und vierte Eisenlinie sind wiederum durch Pfeile bezeichnet. Figur 7 wurde mit dem Gitter aufgenommen und zeigt

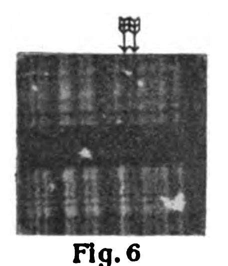


Fig. 6

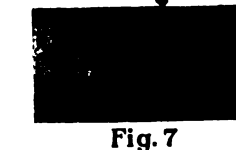


Fig. 7

ein größeres Spektralgebiet als die Vergrößerung. Die starke selektive Reflexion der beiden Eisenlinien ist schön zu sehen. Figur 6 wurde nach der mit dem Quarzspektrographen aufgenommenen Figur 8 vergrößert.

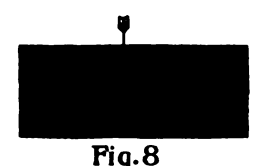


Fig. 8

Alle Spekulationen über die Ursache dieser überraschenden scheinbaren Verschiebung der Reflexionsbande sind zwecklos, solange nicht die Absorption seitens einer sehr dünnen Schicht des Dampfes bei sehr großer Dichte untersucht worden ist. Die Absorption kann nämlich noch bei steigender Dichte nach der kurzwelligen Seite hin verschoben werden, obschon das gerade das Gegenteil von dem ist, was man erwarten sollte. Ich habe versucht, die Frage mit Röhren mit enger Bohrung zu untersuchen, aber die Schichtdicke war zu groß. Man wird eine Zelle aus zwei dicken Quarzglasplatten mit einem Zwischenraum von etwa 0,01 mm herstellen müssen, die einen Druck von mindestens zehn Atmosphären auszuhalten vermag. Ich habe eine solche Zelle in Prismenform bestellt. Bei dieser Zelle sollen die Platten sich an einem Ende berühren und am anderen 0,3 mm voneinander entfernt sein. Sie sollen an den Kanten miteinander verschmolzen werden, und zum Einbringen des Quecksilbers wie zum Auspumpen soll ein Rohr vorgesehen werden. Diese Zelle wird auch bei der weiteren Untersuchung des Zusammenhanges zwischen dem Reflexionsvermögen des Dampfes und dem Polarisationszustande des Lichtes gute Dienste leisten. Es bleiben noch viele interessante Punkte zu untersuchen, und ich bin zurzeit damit beschäftigt, Methoden und Apparate zu ersinnen, um den allmählichen Übergang von der diffusen Zerstreuung der Strahlung zur metallischen oder spiegelnden Reflexion zu untersuchen. Wahrscheinlich werden wir auf diesem Wege mancherlei neue Aufschlüsse über den Mechanismus der Reflexion erhalten können.

Ich habe bereits einen Vorversuch mit einem Polarisationsprisma gemacht. Ich brachte den Quecksilberbogen in eine solche Stellung, daß die Reflexion an der Innenfläche der Kugel unter dem Polarisationswinkel erfolgte. Das Bild von der Außenfläche schirmte ich ab. Dann photographierte ich die schmale Lichtlinie mittels einer Quarzlinse in Verbindung mit der einen Hälfte eines Rochonprismas aus Quarz. Dieses Prisma liefert von einer unpolarisierten Lichtquelle zwei übereinanderliegende Spektren, von denen das eine vertikal, das andere horizontal polarisiert ist. Da das von der Innenfläche der Kugel reflektierte Licht durch die Reflexion polarisiert ist, so liefert es nur ein einziges Spektrum. Ich fand indessen, daß bei Erhitzung der Kugel auf Rotglut die Quecksilberlinie 2536 Å.-E. doppelt erschien, ein Zeichen dafür, daß der Dampf unpolarisiertes Licht reflektiert. Figur 9 zeigt

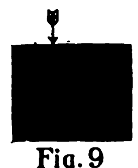


Fig. 9

dies. Das obere Spektrum dieser Figur ist das des von der heißen, das untere das des von der kalten Kugel reflektierten Lichtes. Im letztgenannten Spektrum ist die Linie ganz links die Linie 2536 Å.-E. Im oberen Spektrum finden wir diese Linie nicht nur relativ

viel stärker, sondern auch in einer — durch den Pfeil bezeichneten — Verdoppelung.

Es ist daran zu erinnern, daß die beiden Spektren, die ein halbes Rochonprisma von einer unpolarisierten Lichtquelle liefert, übereinanderliegen, daß jedoch die Ablenkungen in beiden Spektren verschieden sind. Wie wir sehen, ist die Linie 2536 Å.-E. die einzige, die zweimal auftritt, das heißt in beiden Spektren vorkommt, die das Prisma zu liefern vermag. Das metallisch reflektierte Licht ist unpolarisiert und daher gleichmäßig auf die beiden Spektren verteilt, die das Prisma liefert. Daher sind beide Linien viel heller als die eine Linie im unteren Spektrum.

Ein sehr wichtiger Punkt, der mit der spiegelnden Reflexion an einem absorbierenden Dampfe in Zusammenhang steht, ist die sehr große Dichte, die nötig ist, damit sich die Erscheinung zeigt. In einem Gase unter Atmosphärendruck sind die Moleküle so nahe beieinander, daß etwa 80 von ihnen auf eine Wellenlänge fallen, also 6400 auf die Fläche eines Quadrates, dessen Seitenlänge gleich der Wellenlänge des Lichtes ist. Diese Zahl scheint mehr als genügend, um die Anwendung des Huygensschen Prinzipes zu gestatten, indessen zeigt der Versuch, daß die Reflexion erst eintritt, wenn wir die Dichte verzehnfachen. Ich neige zu der Ansicht, daß es darauf ankommt, wie plötzlich die Welle aufgehalten wird, und nicht so sehr darauf, daß die Resonatoren dicht genug zusammen gedrängt sind, um die Anwendung des Huygensschen Prinzipes zu ermöglichen. Ich halte es für wahrscheinlich, daß, wenn der Wellenzug bis zur Tiefe mehrerer Wellenlängen in das Medium eindringen kann, daß dann keine regelmäßige Reflexion erfolgen wird, einerlei, wie nahe beieinander die Resonatoren liegen. Ein analoger Fall liegt vor, wenn wir zwei Medien von sehr verschiedenem Brechungsindex haben, zwischen denen der Übergang nicht plötzlich, sondern allmählich stattfindet. Einige Autoritäten sind der Ansicht, daß in diesem Falle Reflexion erfolgen wird. Wenn ich sie recht verstehe, so schließen sie, daß wir die Übergangsschicht in eine große Anzahl von Ebenen zerlegen können, deren jede einen kleinen Betrag reflektieren wird. Selbst wenn das der Fall wäre, so würden wir, wie mir scheint, doch vollkommene Vernichtung durch Interferenz erhalten. Die von den hypothetischen Ebenen reflektierten Wellenzüge würden nämlich allmählich fortschreitend gegeneinander verschoben sein und uns daher als Resultante Null ergeben. Wir können uns denken, daß dasselbe bei unseren Resonatoren der Fall ist. Eine strenge theoretische Behandlung des resultierenden Effektes der von einem System dicht gedrängter, von ebenen Wellen erregter Resonatoren reflektierten Strahlungen, unter Berücksichtigung mehrerer verschiedener Eindringungstiefen wäre überaus wünschenswert.

Bei meiner Untersuchung der optischen Eigenschaften des Quecksilberdampfes habe ich durch eine Beisteuer aus dem Rumford-Fonds der Amerikanischen Akademie eine Unterstützung erfahren.

Gegenwärtig ist ein Apparat zur Untersuchung der anomalen Dispersion des Dampfes in Bau. Da die Möglichkeit gegeben ist, unter bestimmten Temperatur-, Druck- und Dichteverhältnissen zu arbeiten, so werden die Ergebnisse ohne Zweifel größeres theoretisches Interesse bieten als die am Natriumdampf gewonnenen. Die Arbeiten über die Fluoreszenz und die Absorption sind abgeschlossen.

Baltimore, Johns Hopkins University, 15. Mai 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 3. Juni 1909.)

Die Dämpfung von Quecksilberwellen.

Von R. W. Wood.

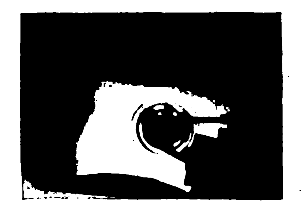
Im verflossenen Sommer beschäftigte ich mich mit der Konstruktion eines Reflexionsfernrohres durch die gleichförmige Rotation eines großen flachen Beckens mit Quecksilber[1]). Im Verlaufe dieser Versuche habe ich gefunden, daß man die Wellen, selbst dann, wenn ihre Amplitude sehr groß ist, fast ganz beseitigen kann, wenn man die Oberfläche des Metalles mit Glyzerin bedeckt. Ich kam kürzlich auf den Gedanken, daß Kastoröl weit günstiger sein würde, weil es fast ebenso viskos ist und keine Streifen durch Absorption der Feuchtigkeit aus der Luft bildet, was ein großer Nachteil bei Verwendung von Glyzerin ist. Man kann das Öl fast wasserhell erhalten, und es hat sich für die Dämpfung der Wellen als fast ebenso wirksam erwiesen wie Glyzerin. Es erscheint durchaus wahrscheinlich, daß sich dieses Verfahren in solchen Fällen als sehr nützlich erweisen wird, wo man eine ebene reflektierende Oberfläche braucht.

Um die wellendämpfende Wirkung verschiedener Flüssigkeiten zu untersuchen, habe ich kürzlich eine große elektrisch angetriebene Stimmgabel mit einem in das Quecksilber eintauchenden Glasstifte benutzt. Die Oberfläche der reflektierenden Flüssigkeit betrachtete ich durch ein Paar einander teilweise überdeckender schmaler Spalte in dünner Pappe, die ich an den Zinken einer zweiten elektrisch be-

1) Siehe R. W. Wood, The mercury paraboloid as a reflecting telescope. Astrophys. Journ., März 1909.



triebenen Stimmgabel von derselben Tonhöhe befestigt hatte. Verstimmt man die Gabeln durch Beschweren mit Wachs ein wenig gegeneinander, so kann man (stroboskopisch) beobachten, wie die Wellen langsam von dem Störungszentrum aus nach außen wandern, wie dies Lord Rayleigh, Boys, Vincent u. a. beschrieben haben. Diese Wellen bedecken die ganze Quecksilberfläche. Das Licht einer kleinen Strahlungsquelle wird durch eine Linse ein wenig konvergent gemacht, ehe es auf das Quecksilber fällt, und das Bild der Strahlungsquelle wird auf die schwingenden Spalte geworfen. Wenn man nun das Metall mit einer dünnen Schicht Glyzerin oder Kastoröl bedeckt, so findet man, daß die Wellen vollkommen abklingen, nachdem sie eine Strecke von einer bis zu drei Wellenlängen, je nach der Amplitude der erregenden Stimmgabel, durchlaufen haben. Dieser Versuch ist meines Wissens der einzige, der gedämpfte Wellen zeigt, und er gibt die lebhafteste Vorstellung davon, was erfolgt, wenn Licht in ein absorbierendes Medium eintritt. Die Figur gibt eine photographische Aufnahme der gedämpften Wellen wieder; die erregende Stimmgabel wurde bei dem Versuch sehr stark erregt. Die beiden Stimmgabeln waren bei der Aufnahme genau im Einklang, und die Wellen erscheinen stehend. Die Expositionszeit betrug zehn Sekunden.



Ich habe mich kürzlich mit Spekulationen über die Frage nach dem Energiefluß in solchen Fällen beschäftigt, wo Interferenzstreifen entstehen, und habe einige Versuche mit interferierenden Quecksilberwellen angestellt. Die Reflexion der Wellen an den Wänden des Beckens wirkte dabei einigermaßen störend, ebenso die Wellen, die infolge der von der Stimmgabel auf den Tisch übertragenen Schwingungen von den Gefäßwänden ausgingen. Ich fand, daß sich diese beiden Störungsgruppen vermeiden ließen, wenn ich ringsum am Rande des Beckens Glyzerin in die Kapillardepression des Quecksilbers goß. Die zähe Flüssigkeit haftet an dem Gefäßrande und zeigt selbst bei Verwendung beträchtlicher Mengen wenig Neigung, sich nach der Mitte zu auszubreiten. Das entspricht dem Falle, daß man bei optischen Versuchen die Wände des Zimmers schwarz anstreicht.

Bei Interferenzstreifen, die von zwei mit gleicher Amplitude schwingenden Quellen erzeugt werden, verläuft der Energiefluß, wie mir scheint, längs der Hyperboloide. Bei dem Versuche mit den Quecksilberwellen und der stroboskopischen Stimmgabel kann man sehen, wie die Wellen längs der gekrümmten Hyperboloidenbahnen verlaufen. Die Frage nach dem Energieflusse bei der Interferenz ist meines Wissens bislang nicht diskutiert worden, und mit dieser Frage hängen einige interessante Punkte zusammen, wie die Gestalt der in einem hellen Streifen fortschreitenden Wellenfront und die Frage, ob wir nach dem Durchgange durch einen Spalt und der Aufnahme durch das Auge die beiden Quellen aufgelöst sehen würden oder nicht. Ich neige zu der Annahme, daß mindestens zwei helle Streifen durchgelassen werden müssen, damit eine Auflösung erfolgt, doch habe ich den Versuch noch nicht angestellt. Ich behalte diese Frage einer späteren Veröffentlichung vor.

Baltimore, Johns Hopkins University, 15. Mai 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 3. Juni 1909.)

Bestimmung der axialen Feldstärke einer Drahtrolle durch Wägung und ihre Anwendung zur Ableitung von absoluten Werten der Verdetschen Konstante für einige Flüssigkeiten.

Von N. Stoyanoff.

(Mit Bemerkungen von W. Voigt.)

I. Bestimmung der Feldstärke.

Der erste Teil der mir von Herrn Voigt gestellten Aufgabe war die Bestimmung der magnetischen Feldstärke längs der Achse einer wertvollen, dem Göttinger Physikalischen Institut gehörigen Drahtrolle von beiläufig einem Meter Länge. Es sollte insbesondere dabei untersucht werden, inwieweit der Verlauf und der absolute Wert dieser Feldstärke mit den hierfür geltenden Formeln übereinstimmen. Dies schien bei der vielfachen Anwendung, welche die Felder von Drahtrollen finden, nicht überflüssig zu sein. Natürlich ist gegen die Grundlagen der Formeln kein Bedenken zu erheben; dagegen kann man im voraus nichts darüber sagen, welchen Einfluß die unvermeidlichen Unregelmäßigkeiten der Form und der Wickelung einer Rolle auf ihre magnetische Wirkung üben. Es mag schon hier bemerkt werden, daß bei der vorliegenden, sehr sorgfältig gearbeiteten Rolle, die unten genauer beschrieben werden wird, die Abweichungen zwischen dem theoretischen und dem beobachteten Werte eine

unerwartete Größe erreichten. Für die Messungen der Verdetschen Konstanten im II. Teil sind nur die beobachteten Werte der Feldstärke benutzt worden.

1. Theoretisches. Die angewendete und der Theorie zu unterwerfende Anordnung war die, daß in dem Hohlraum der zu untersuchenden Drahtrolle ein langes und dünnes, aus feinerem Drahte gewickeltes Solenoid aufgehängt wurde, das an dem einen Ende des Balkens einer Wage so befestigt war, daß seine Höhe variiert werden konnte. Da man die Endflächen des Solenoids als mit einer flächenhaften, gleichförmigen magnetischen Ladung belegt betrachten kann, so ergibt sich die folgende theoretische Frage: Bestimmung der Kraftkomponente Z längs der Spulenachse, die eine kreisförmige homogene magnetische Ladung erfährt, deren Achse mit der Spulenachse zusammenfällt.

Die Feldstärke Z_i' im Innern einer Stromspule, die aus nur einer Windungslage besteht, im Abstand z von der Mittelebene, y von der Achse der Spule, ist, wie bekannt, gegeben durch[1])

$$\left.\begin{aligned} Z_i' = \frac{\pi \mathfrak{J} n_i}{L} \Big\{ & \frac{z+l}{u_i} - \frac{z-l}{v_i} \\ & + \frac{3}{2^2} r_i^2 y^2 \left(\frac{z+l}{u_i^5} - \frac{z-l}{v_i^5} \right) \\ & + \frac{3 \cdot 5}{2^2 \cdot 4^2} r_i^2 y^4 \left[\frac{z+l}{u_i^9} (3 r_i^2 - 4(z+l)^2) \right. \\ & \left. - \frac{z-l}{v_i^9} (3 r_i^2 - 4(z-l)^2) \right] + \cdots \Big\} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

wobei: $\mathfrak{J}$ die Intensität des Stromes, der die Spule durchfließt, $2l$ die axiale Länge des Windungsquerschnitts der Spule, $2L$ die Gesamtlänge der Spule zwischen den Endplatten, r_i den mittleren Halbmesser der Windungslage, n_i die Zahl der Windungen bezeichnen, und

$$u_i = [r_i^2 + (z+l)^2]^{1/2}, \quad v_i = [r_i^2 + (z-l)^2]^{1/2}$$

gesetzt ist.

Bezeichnen wir jetzt den Halbmesser der magnetischen Ladung mit b, ihre Fläche mit f und sei die Fläche gleichförmig mit dem Magnetismus Eins belegt, dann gibt eine einfache Rechnung für die gesamte Kraft, die die Ladung erfährt, den Ausdruck

$$\left.\begin{aligned} Z_i = \frac{\pi \mathfrak{J} n_i}{L} \Big\{ & \frac{z+l}{u_i} - \frac{z-l}{v_i} \\ & + \frac{3}{2^3} r_i^2 b^2 \left(\frac{z+l}{u_i^5} - \frac{z-l}{v_i^5} \right) \\ & + \frac{5}{2^2 \cdot 4^2} r_i^2 b^4 \left[\frac{z+l}{u_i^9} (3 r_i^2 - 4(z+l)^2) \right. \\ & \left. - \frac{z-l}{v_i^9} (3 r_i^2 - 4(z-l)^2) \right] + \cdots \Big\} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

1) E. Mascart et J. Joubert, Leçons sur l'éléctricité et le magnetisme, 2. Bd., S. 110.

Besteht nun die Stromspule aus mehreren Windungslagen, z. B. p, von gleicher Windungszahl, so bekommt die Kraftkomponente Z folgenden Wert:

$$Z = \sum_{i=1}^{i=p} Z_i, \quad (3)$$

oder wenn die Windungen dünn sind und insgesamt eine Schicht von der Dicke H erfüllen, in Annäherung auch

$$\left.\begin{aligned} Z &= \frac{p}{H} \int_{r_1}^{r_p} Z_i dr_i \\ &= 2\pi \mathfrak{J} \frac{np}{2LH} \Big\{ (z+l) \ln \frac{r_p + u_p}{r_1 + u_1} \\ &\qquad - (z-l) \ln \frac{r_p + v_p}{r_1 + v_1} \\ &\qquad + \frac{b^2}{2 \cdot 4} \left[\frac{1}{z+l} \left(\frac{r_p^3}{u_p^3} - \frac{r_1^3}{u_1^3} \right) \right. \\ &\qquad \left. - \frac{1}{z-l} \left(\frac{r_p^3}{v_p^3} - \frac{r_1^3}{v_1^3} \right) \right] + \cdots \Big\} \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Hierin bezeichnen r_1 und r_p die Radien der innersten und der äußersten Windungslage.

2. Experimentelles. Die Stromspule, die ich benutzt habe, ist von den Land- und Seekabelwerken in Cöln-Nippes sehr sorgfältig angefertigt. Sie besteht aus Kupferdraht von 2 mm Dicke mit doppelter Umspinnung aus weißer Seide, der auf ein Messingrohr aufgewunden ist. Ihre Dimensionen sind

$2L = 99{,}92$ cm, $2l = 99{,}72$ cm, $p = 13$,
$r_1 = 1{,}87$ cm, $r_p = 4{,}47$ cm, $H = 2{,}82$ cm.

Die Windungszahlen n_i der 13 Lagen waren auf die Endplatten der Rolle von der Fabrik eingeschlagen und lauten von innen nach außen: 457, 452, 457, 455, 456, 454, 456, 455, 454, 455, 454, 453, 462; die Gesamtzahl Σn_i war somit 5919.

Das Solenoid ist von der Firma Spindler & Hoyer in Göttingen aus Kupferdraht von der Dicke 0,045 cm angefertigt in den Dimensionen $2l' = 59{,}95$ cm, $p' = 2$, $r_1' = 0{,}676$ cm, $r_2' = 0{,}728$ cm, $n_1' = n_2' = 1140$. Für den mittleren Halbmesser des Windungsquerschnittes b ist hiernach 0,702 cm zu setzen.

Bei der benutzten Stromstärke des Solenoids $\mathfrak{J}' = 0{,}704$ Amp. $= 0{,}0704$ (C. G. S.) werden die äquivalenten Ladungen der Endflächen des Solenoids

$$m = \pm \pi (r_1'^2 + r_2'^2) n' \mathfrak{J}' = 4{,}144 \text{ (C. G. S.)}.$$

Die Stromstärke $\mathfrak{J}$ in der Rolle wurde konstant auf 4,99 Amp. $= 0{,}499$ (C. G. S.) gehalten.

Zur Messung dieser Stromstärken dienten zwei ganz neue Präzisionsamperemeter von den Kabelwerken in Cöln-Nippes mit Meßbereichen von 0 bis 0,75 resp. 0 bis 7,5 Amp. Die Instrumente gestatteten, etwa 1 ‰ der Größen $\mathfrak{J}'$ und $\mathfrak{J}$ zu konstatieren.

Die Abstoßungskraft, die das Solenoid von der Stromspule erfuhr, wurde mittels einer

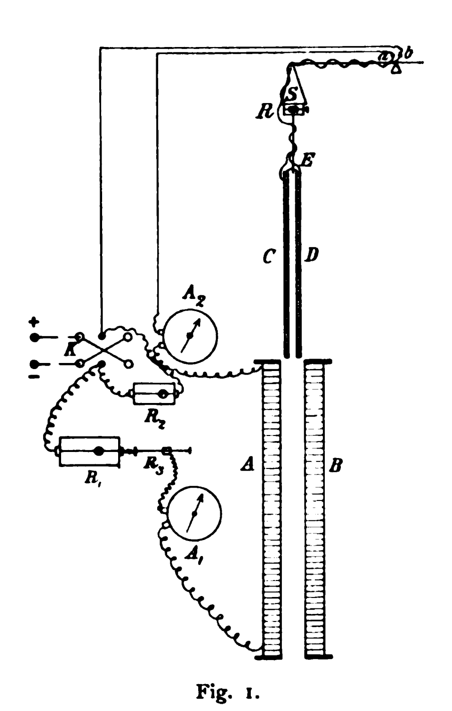


Fig. 1.

Meyersteinschen Wage gemessen, welche die Milligramm zu bestimmen gestattete.

Die Aufstellung ist in der Fig. 1 skizziert. AB ist die fest- und vertikalstehende Stromspule, CD das Solenoid, das an einem ungedrehten seidenen Faden im Punkte E hängt. Das obere Ende des Fadens ist auf einer leichten Rolle R aufgewickelt, die an der kurzen Schale S der Wage hängt. Bei dem Abwickeln des Fadens konnte sich das untere Ende des Solenoids bis zum Stromspulenzentrum und noch etwas tiefer senken. Die beiden Enden des Drahtes des Solenoids gingen in einen doppelten, ganz dünnen, isolierten Draht über, dessen Enden in a und b zu sehen sind. A_1 und A_2 sind die beiden Amperemeter. R_1 und R_2 sind zwei Rheostaten, R_3 ein Gleitkontakt, um den Strom, der die Stromspule durchfließt, in genauerer Weise zu variieren. K ist der Kommutator.

Die Beobachtungen wurden in folgender Weise angestellt: Zuerst wurde die Isolation der Stromspule und des Solenoids geprüft. Dann wurden Versuche gemacht zum Nachweis, daß das Messingrohr der Stromspule und das leichte Aluminiumrohr des Solenoids merklich eisenfrei sind. Nach diesem wurden die eigentlichen Beobachtungen begonnen. Alle Messungen wurden bei den obigen konstanten Stromstärken ausgeführt[1]). Die Vorversuche hatten gezeigt, daß es am besten zu beobachten ist, wenn man zuerst bei geschlossenem Strome und dann bei Ausschließung des Stromes das Gleichgewicht der Wage erreicht. Die Differenz zwischen beiden Gewichten gibt die Abstoßungskraft in der betrachteten Lage. Am leichtesten wäre es natürlich, wenn man ein für allemal, am Anfang der Beobachtungen, das Gewicht des Solenoids, ohne Strom, bestimmen und dann bei jeder neuen Lage des Solenoids, bei fließendem Strome, das Gleichgewicht der Wage erreichen könnte, aber dabei tritt ein Nebenphänomen ein, welches die Resultate ungenau macht. Nach einigen Beobachtungen erwärmt sich nämlich der Spulendraht und dadurch das Messingrohr merklich und infolgedessen kommt ein Luftstrom von unten nach oben zustande, der auf die Resultate sehr merklich einwirkt, sogar, wenn das untere Ende des Rohres geschlossen ist.

Die Abstoßungskraft, die das Solenoid von der Stromspule erfuhr, ist für je 14 Lagen des unteren Endes des Solenoids zu beiden Seiten des Stromspulenzentrums beobachtet worden. In der Tabelle I sind die Ergebnisse der definitiven Beobachtungen gegeben. Jede Zahl stellt den mittleren Wert von mindestens drei Beobachtungen dar. Der mittlere Fehler in den einzelnen Beobachtungen schwankt in dem Bereich von 52 cm zu beiden Seiten des Spulenzentrums von 1 bis 1,5 mg.

Tabelle I.

Koordinate z des unteren Endes	Abstoßungskraft in mg	z	Abstoßungskraft in mg
74 cm	7	0 cm	1494
65 „	17	5 „	1537
60 „	42	15 „	1558
55 „	118	25 „	1557
52 „	334	35 „	1520
50 „	750	40 „	1497
48 „	1160	45 „	1408
45 „	1410	48 „	1156
40 „	1499	50 „	749
35 „	1519	52 „	335
25 „	1555	55 „	120
15 „	1560	60 „	40
5 „	1536	65 „	18
0 „	1494	74 „	7

Aus der Tabelle I geht hervor, daß die axiale Feldstärke zu beiden Seiten des Spulenzentrums fast vollständig symmetrisch verläuft, oder daß die Wickelung auf beiden Hälften der Spule merklich gleich dicht ist.

Aus diesen Werten der Abstoßungskraft auf dem ganzen Solenoid bekommt man leicht die nur auf den unteren Solenoidpol wirkende Abstoßungskraft Z. Die Tabelle II gibt diese Werte von Z in Dynen ausgedrückt. Jede Zahl dieser Tabelle stellt den mittleren Wert von je zwei symmetrischen Werten von Z dar.

1) Herr Gitscheff, Stud. der Math., hat mich bei den definitiven Beobachtungen unterstützt und speziell während der kurzen Zeit jeder Beobachtung die beiden Ströme sorgfältig kontrolliert.

Z dividiert durch 4,144, die Magnetismusmenge des Solenoidpols, gibt die entsprechende mittlere Feldstärke F_z auf der Endfläche des Solenoids.

Tabelle II.

z	Z	z	Z
0 cm	1506	48 cm	1136
5 „	1525	50 „	735
15 „	1536	52 „	328
25 „	1527	55 „	117
35 „	1491	60 „	39,5
40 „	1470	65 „	17,5
45 „	1382	74 „	7,0

3. Vergleichung zwischen Beobachtung und Theorie. Da die Dicke des Drahtes, im Vergleich mit der radialen Höhe der Stromspule, nicht als unendlich dünn betrachtet werden kann, so habe ich zuerst, für die Punkte 35 cm, 40 cm ... 60 cm, von der Formel (3) Gebrauch gemacht, d. h. ich habe für jeden dieser Punkte die Kraftkomponente Z_i für jede Windungslage berechnet und dann summiert. Bezüglich der übrigen Punkte hat die Rechnung gezeigt, daß es gestattet ist, die Stromspule wie aus einer Windungslage bestehend zu betrachten und den mittleren Halbmesser $r_m = 3{,}77$ cm der 13 Windungslagen in Rechnung zu setzen. Sodann habe ich die Berechnung nach der angenäherten Formel (4) ausgeführt.

Die nachstehende Tabelle gibt eine Vergleichung der beobachteten und berechneten Feldstärken.

Tabelle III.

z	$F_z = \frac{Z \text{ beob.}}{4{,}144}$	F_z ber. nach (3)	F_z ber. nach (4)	beob. — ber.
0 cm	363,4	370,7	370,7	—2,0 %
5 „	368,0	370,7	370,7	—0,7 „
15 „	370,7	370,3	370,4	+0,1 „
25 „	368,5	369,6	369,6	—0,3 „
35 „	359,7	366,7	366,8	—1,9 „
40 „	354,6	362,0	362,1	—2,1 „
45 „	333,6	341,2	341,2	—2,2 „
48 „	274,0	283,6	283,6	—3,4 „
50 „	177,5	178,8	178,8	—0,7 „
52 „	79,1	79,4	79,6	—0,4 „
55 „	28,1	27,7	28,3	
60 „	9,3	8,9	9,1	
65 „	4,1	4,2	4,2	

Die Abweichungen zwischen den Ergebnissen der Formel (3) und (4) sind also ganz unmerklich.

Im Diagramm (Fig. 2) stellt die ausgezogene Kurve die beobachtete, die punktierte die berechnete Feldstärke dar. Als Abszisse ist der Abstand z vom Spulenzentrum benutzt.

Die Einbiegung, die man in der beobachteten Kurve in einem Bereiche von 15 cm vom Spulenzentrum aus bemerkt, ist mir unerklärlich geblieben. Die Beobachtungen wurden in diesem Bereiche mehrere Male wiederholt; ich erhielt immer dieselben Werte.

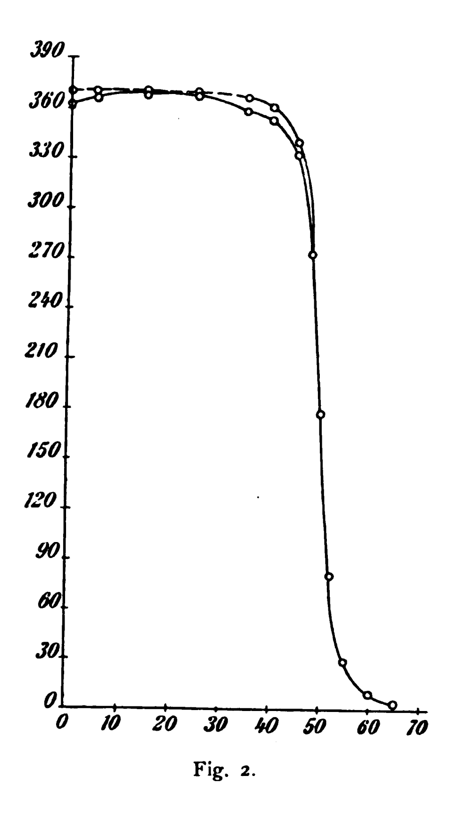


Fig. 2.

[Anmerkung. Das nächst dem Mittelpunkt der Rollen beobachtete Minimum der Feldstärke muß natürlich Verwunderung erregen. Es ist daher nach dem Fortgang von Herrn Stoyanoff aus Göttingen die ganze Anordnung seiner Versuche nochmals aufgebaut worden, und Herr Dr. Krüger hat auf meine Anregung die Wägungsbeobachtungen wiederholt. Die von diesem erhaltenen Resultate stimmen im wesentlichen mit den Stoyanoffschen Angaben überein. Dr. Krüger hat darauf, um zu konstatieren, ob in der Wägungsmethode irgendein verborgener Fehler stecke, auch noch relative Werte der Feldstärke mit Hilfe der Induktion in einer kleinen in die Rolle eingeführten Spule bestimmt. Derartige Beobachtungen sind allerdings, da die induzierte Spule eine Höhe von ca. 1 cm hatte, nicht völlig mit den Stoyanoffschen vergleichbar, die sich auf eine Fläche beziehen; indessen erstreckt sich die Einsenkung der Kurven in Fig. 2 auf eine so große Strecke, daß sie sich der Wahrnehmung bei der Induktionsmethode nicht entziehen konnte. Die von Dr. Krüger erhaltenen relativen Werte der Feldstärken sind

für $z =$	0	5	15	25	35
	30,76	31,12	31,17	31,14	30,62
für $z =$	40	45	50		
	30,05	24,17	8,77.		

Das Minimum bei $z = 0$ ist also auch hier unverkennbar.

Zur Erklärung bleibt kaum etwas anderes übrig, als die Annahme einer beträchtlichen Unregelmäßigkeit des Stromverlaufes nächst der Mitte der Rollen. Da gerade dort eine Unregelmäßigkeit der Wickelung wenig wahrscheinlich ist, so wäre meines Erachtens einzig an eine Störung der Isolation zu denken, die dort einen Übergang des Stromes zwischen einigen Nachbarverbindungen veranlaßt hätte. Ein Kurzschluß nach dem in der Rolle befindlichen Messingrohr war nach der Beobachtung ausgeschlossen. Freilich müßte diese Störung ziemlich bedeutend gewesen sein, um die Herabdrückung der Feldstärke um $1\frac{1}{2}$—2 Proz. zu erklären. Daneben bleibt die genau zentrale Lage der Störung bedenklich.

Im Gegensatz zu dieser Schwierigkeit dürfte sich das in den Zahlen der Tabelle ausgedrückte Zurückbleiben der Beobachtung gegen die Formel durch die unvermeidlichen Unregelmäßigkeiten der Wickelung an den Enden der Rollen erklären. Es ist ja nach der Lage der Dinge unmöglich, daß die Windungen wirklich die Länge $2L$ zwischen den festen Endplatten völlig ausfüllen; beim Übergang von einer Windungslage zur anderen entstehen an den Endplatten notwendig hohle Räume. Nimmt man an, daß auf diese Weise das l und L in den obigen Formeln um nahezu den Radius des aufgewundenen Drahtes verkürzt sind, so ergeben sich an den Enden der Rolle Abweichungen von der beobachteten Größenordnung. Natürlich müßten eigentlich dementsprechend näher der Mitte der Rolle zu, infolge der dichter gedrängten Windungen, die beobachteten Feldstärken größer ausfallen, als die Berechnung ohne Berücksichtigung der Hohlräume an den Enden der Rolle ergibt. Daß dies nicht stattfindet, deutet, wie schon oben gesagt, auf noch eine zweite Unregelmäßigkeit in der Mitte der Rolle.

Die durchschnittlich zu kleinen beobachteten Werte der Feldstärke könnten auf eine Ungenauigkeit der theoretischen Formeln gedeutet werden, und in der Tat sind die obigen Formeln darin unvollständig, daß sie die endliche Dicke der Drähte von Rolle und Solenoid ignorieren. Ich habe die Korrektion überschlagen, welche die Berücksichtigung dieses Umstandes an den Formeln anbringt und gefunden, daß sie zur Erklärung der Differenz zwischen der Beobachtung und den obigen Formeln nicht ausreicht. V.]

Die Feldstärkenfläche. Für die Berechnung der Beobachtungen des II. Teiles wird das Linienintegral S der axialen Feldstärke F_z' über die Länge 106,1 cm des mit Flüssigkeit gefüllten und der Wirkung der Rolle ausgesetzten Rohres benutzt. Dies Linienintegral ist mit der Fläche identisch, die in einem z, F_z'-Koordinatensystem unterhalb der F_z'-Kurve liegt. Es ergibt sich aus der Formel (1) resp. (3), nachdem darin y gleich Null gesagt ist, zu

$$\left.\begin{aligned} S &= \frac{2\pi \mathfrak{J}}{L} \sum_1^p n_i \int_0^{\bar{z}} \left(\frac{z+l}{u_i} - \frac{z-l}{v_i} \right) dz = \\ &= \frac{2\pi \mathfrak{J}}{L} \sum_1^p n_i \Big(\sqrt{r_i^2 + (\bar{z}+l)^2} - \\ &\qquad \sqrt{r_i^2 - (\bar{z}-l)^2} \Big). \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Die Berechnung von S nach dieser Formel unter der Annahme von $\bar{z} = 53{,}05$ cm hat für die Feldstärkenfläche S der benutzten Rolle den Wert 36650 (C.G.S.) ergeben.

Um den aus den beobachteten Zahlen folgenden Wert S zu erhalten, wurden dieselben zunächst durch Anbringung der aus der Formel (2) ersichtlichen Korrektion auf $b = 0$, d. h. auf einen punktförmigen Pol in der Achse reduziert. Diese Korrektion beträgt $-0{,}25$ resp. $+0{,}25$ für $z = 45$ cm und 55 cm, $-1{,}00$ und $+1{,}00$ für $z = 48$ cm und 52 cm; im übrigen ist sie unmerklich.

Sodann wurde die Kurve der so erhaltenen F_z' in ziemlich großem Maßstabe auf Millimeterpapier gezeichnet, und die so erhaltene Fläche durch Wägung bestimmt. Diese Bestimmung lieferte $S = 36187$, d. h. 1,3 Proz. kleiner als die Berechnung.

[Anmerkung. Während die Feldstärken an den Enden der Rolle durch die oben erörterten Hohlräume an den Endplatten der Rolle erheblich modifiziert werden können, sollte das Linienintegral der Feldstärke über eine die Rollenlänge etwas übersteigende Länge hierdurch nur sehr unbedeutend beeinflußt werden. Die Rechnung ergibt, daß die oben angenommene Größe der Hohlräume das Linienintegral nicht um ein Promille verändern könnte. Gerade dieser Umstand, verbunden mit später zu erörternden Vorteilen, hat veranlaßt, die auf die Verdetsche Konstante untersuchten Flüssigkeiten in einer Röhre anzuwenden, deren Länge die Länge der Rolle merklich übertrifft. Wenn die Beobachtung von S nun einen um 1,3 Proz. kleineren Wert ergibt als die Berechnung, so deutet dies somit mit einer gewissen Sicherheit darauf hin, daß innerhalb der Rolle — und nach dem Obigen wahrscheinlich sehr nahe der Mitte — Kurzschlüsse vorhanden sind.

Einen von der Fabrik gemachten Fehler beim Abzählen der Windungen als Ursache der Abweichung anzunehmen, halte ich nicht für angängig; um die Abweichung zu erklären, müßte man ersichtlich einen durchaus unwahrscheinlich großen Irrtum annehmen.

In letzter Zeit habe ich übrigens auch die zur Messung der Stromstärken $\mathfrak{J}'$ und $\mathfrak{J}$ benutzten Amperemeter zur Prüfung an die Reichsanstalt in Charlottenburg gesendet. Dort ergab sich, daß die beiden Instrumente gegenwärtig, geraume Zeit nach Abschluß der Beobachtungen kleine Fehler besitzen; $\mathfrak{J}'$ würde im gegenwärtigen Zustand um 0,15 Proz. zu klein, $\mathfrak{J}$ um 0,5 Proz. zu groß angegeben werden, die berechnete Feldstärkenfläche wäre hiernach um 0,35 Proz. kleiner zu beziffern. Aber auch bei der nicht eben wahrscheinlichen Annahme, daß beide Amperemeter diese oder ähnliche Fehler im völlig neuen Zustande besessen hätten, würde der eben aufgewiesene Unterschied zwischen den Resultaten und Formeln und den Beobachtungen sich nicht erklären.

Es bleibt anscheinend keine andere Lösung der Schwierigkeit, als die Annahme, daß in der Rolle trotz der sorgfältigen doppelten Bespinnung sich ein nicht unbedeutender Stromausgleich zwischen den Windungen vollzogen hat, — ein Resultat, das zur Vorsicht bei der Anwendung der Formeln über die Feldstärke einer Drahtrolle mahnt. Für die unten zu beschreibenden Messungen kommt, wie schon im Eingang bemerkt, diese Schwierigkeit nicht in Betracht. V.]

II. Bestimmung der magnetischen Drehung.

1. Anordnung der Beobachtungen. Die zu untersuchende Flüssigkeit befand sich in einem doppelwandigen Messingrohr, welches in den Hohlraum der S. 431 beschriebenen Rolle eingelegt wurde. Die Länge des Rohres war so groß, daß an jeder Seite ein Stück von ca. 3 cm aus der Rolle hervorragte. Auf diese Weise war es bequem möglich, einerseits durch seitliche Zuleitungsröhrchen die zu untersuchende Flüssigkeit einzufüllen, andererseits durch den äußeren Mantel des Rohres einen Wasserstrom zu senden, um die Temperatur der Flüssigkeit bei Erwärmung der Rolle durch den elektrischen Strom konstant zu halten. Die Temperatur des Kühlwassers wurde sowohl beim Eintritt als beim Austritt gemessen und der Mittelwert in Rechnung gesetzt. Die Enden des Rohres waren (um die Beobachtung mit ultraviolettem Licht zu ermöglichen) mit zwei gleich dicken Quarzplatten, die eine rechts-, die andere linksdrehend, verschlossen. Die Länge der Flüssigkeitssäule betrug, wie schon oben bemerkt, 106,1 cm.

Als Lichtquelle diente ein Nernstfaden, von dessen Licht mittels eines Monochromators merklich einfarbige Teile ausgesondert wurden. Das einfarbige Licht passierte einen Nicol, eine als Halbschattenapparat dienende Zuckerzelle nach Lord Rayleigh, hierauf das Rohr, einen zweiten Nicol und schließlich das auf die Grenzlinie des Halbschattenapparats eingestellte Fernröhrchen.

Die elektrische Stromstärke wurde während jeder Beobachtung sorgsam konstant gehalten; Herr Gitscheff hat die bezügliche Regulierung auch hier ausgeführt. Die Beobachtungen über die magnetischen Drehungen wurden bei beiden entgegengesetzten Stromrichtungen vorgenommen.

2. Theoretisches zur Drehung der Polarisationsebene. Von den Formeln, welche zur Darstellung der Dispersion bei der magnetischen Drehung ω im Gebiet merklicher Durchsichtigkeit abgeleitet sind, kommen insbesondere zwei in Betracht.

Die erste Beziehung, die sich bei Dämpfen und auch bei gewissen Kristallen (Xenotim, Tysonit u. a.) in der Umgebung von Absorptionsstreifen gut bewährt hat, ist zuerst von W. Voigt[1]), dann von P. Drude[2]) abgeleitet und lautet:

$$\omega_\lambda = \frac{1}{n_\lambda} \sum \frac{m_i \lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_i^2)^2}. \tag{6}$$

Hierin bezeichnet n_λ den der Wellenlänge λ entsprechenden Brechungsindex, m_i und λ_i sind Parameter, von denen die λ_i die Lagen der Absorptionsstreifen der Substanz bestimmen. Die Formel verlangt zu beiden Seiten eines Absorptionsstreifens (auf den selbst sie nicht anwendbar ist) Drehungen gleichen Vorzeichens.

Die zweite von P. Drude gegebene Formel

$$\omega_\lambda = n_\lambda \sum \frac{m_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} \tag{7}$$

verhält sich in dieser Beziehung entgegengesetzt und ist noch nirgends ganz sicher bestätigt worden.

Natürlich ist mit diesen zwei Typen die Gesamtmöglichkeit nicht erschöpft; so läßt sich z. B., wie Herr Prof. Voigt in einer Vorlesung gezeigt hat, aus anderen Grundannahmen eine Beziehung von der Form

$$\omega_\lambda = \frac{1}{n_\lambda} \sum \frac{m_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} \tag{8}$$

gewinnen.

Es war ursprünglich die Absicht, eine eingehende Vergleichung der verschiedenen Dispersionsformeln mit der Wirklichkeit vorzunehmen und zu diesem Zwecke auch die Drehung im Ultraviolett (auf photographischem Wege) zu beobachten. Indessen mußte diese Absicht aufgegeben werden, da die gewählten Flüssigkeiten im Ultravioletten zu stark absorbierten, um mit der langen Röhre beobachtet

1) W. Voigt, Wied. Ann. **67**, 345, 1899.
2) P. Drude, Optik, S. 406 u. 420. Leipzig 1906.

werden zu können. Eine Ausdehnung der Untersuchung auf ultraviolette Bereiche hat unter Verzicht auf genaue absolute Bestimmungen seitdem Herr Landau[1]) im Göttinger Institut ausgeführt.

3. Beobachtungsresultate bei Schwefelkohlenstoff. Das elektromagnetische Drehungsvermögen des Schwefelkohlenstoffs ist für gelbes Licht bereits von mehreren Forschern bestimmt. Relative Bestimmungen über ein ausgedehntes Spektralgebiet liegen gleichfalls vor. Wendet man auf die bis jetzt erhaltenen Resultate die Formeln (6) und (7) an, so stimmt die Beobachtung mit der Rechnung für eine Eigenschwingung $\lambda_1 = 0{,}212\ \mu$ gut überein[2]). Die Bestimmungen der gewöhnlichen Dispersion der sichtbaren und ultravioletten Strahlen in Schwefelkohlenstoff von den Herren Martens[3]) und Flatow[4]) verlangen aber einen größeren Wert von λ_1, wenn man die Ketteler-Helmholtzsche Dispersionsformel für die Resultate anwendet. Herr Martens findet, daß Schwefelkohlenstoff eine Eigenschwingung bei

$$\lambda_1 = 0{,}21753\ \mu$$

besitzt und daß außer ihr noch eine andere bei kleinerer Wellenlänge vorhanden ist. Die Anwendung der von den Herren Rubens und Nicols erfundenen Methoden der Reststrahlen führt Herrn Flatow zu dem Schluß, daß die Eigenschwingung des Schwefelkohlenstoffs in der Nähe von $\lambda = 0{,}230\ \mu$ liegt. Somit ist keine ganz sichere Grundlage für das Gesetz der Rotationsdispersion von Schwefelkohlenstoff vorhanden.

Für jede Beobachtungsreihe wurde neuer, chemisch reiner, gut getrockneter und filtrierter Schwefelkohlenstoff benutzt. Die Vorversuche ausgeschlossen, wurden drei Reihen Beobachtungen ausgeführt; jede Beobachtung wurde wenigstens dreimal für jede Richtung des Stromes wiederholt. Die Temperatur des ein- und ausfließenden Kühlungswassers wurde für jede beobachtete

1) St. Landau, diese Zeitschr. 9, 417, 1908.
2) P. Drude, Lehrbuch der Optik, S. 396, 1906.
3) Martens, Ann. d. Phys. 6, 603, 1901.
4) E. Flatow, Ann. d. Phys. 12, 95, 1903.

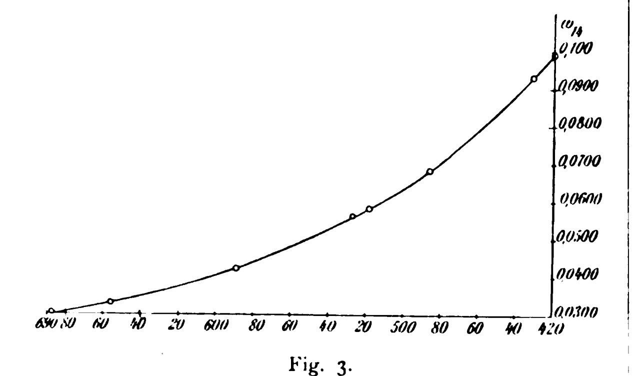


Fig. 3.

Wellenlänge am Anfang und am Ende notiert. Die Temperaturen, bei welcher die definitiven Beobachtungen ausgeführt wurden, schwankten zwischen 12,4° und 14,9°. Sämtliche Beobachtungen sind auf die Temperatur 14° reduziert. Der Reduktionsfaktor wurde für das gelbe Licht in diesem Temperaturbereiche nach der Rodger-Watsonschen Reduktionsformel berechnet. Für die anderen Lichtstrahlen wurde der Reduktionsfaktor unter der Voraussetzung, daß die Drehung dem Gesetze $\omega = \frac{m}{\lambda^2}$ folgt, berechnet. Der benutzte Strom war 4,105 Amp. stark; die entsprechende Feldstärkenfläche S war 29789 cm². Die folgende Tabelle IV und das Diagramm Fig. 4 geben die beobachteten

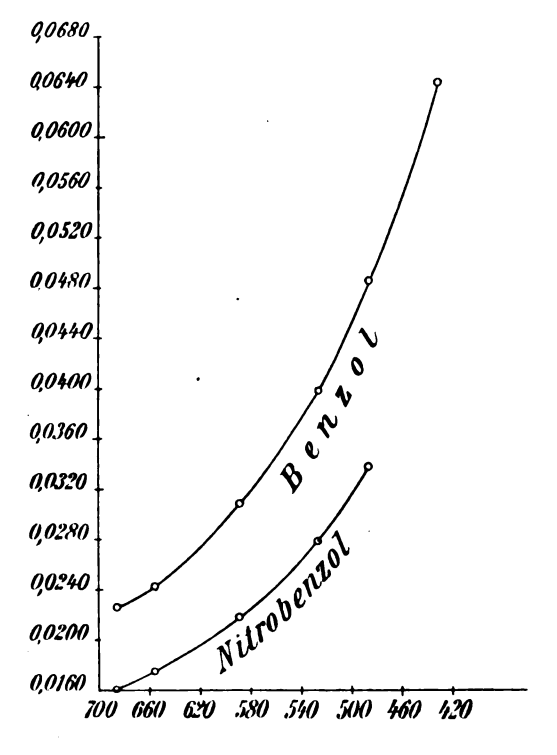


Fig. 4.

Resultate wieder. 2α ist die direkt bei der Umkehr des Stromes beobachtete Drehung des Analysators.

Tabelle IV.

$\lambda\ \mu$	2α	ω
0,687	29° 47,0′	0,029994′
0,656	32° 1,0′	0,033250′
0,589	42° 6,0′	0,042395′
0,527	55° 20,0′	0,055725′
0,518	57° 42,8′	0,058120′
0,486	67° 34,0′	0,068645′
0,431	92° 27,8′	0,093118′
0,420	98° 30,0′	0,099190′



Die Resultate der einzelnen Beobachtungsreihen unterschieden sich voneinander sehr wenig. Der mittlere Fehler schwankte zwischen 0,1 Proz. und 0,2 Proz.

Die nachstehende Tabelle V enthält die von verschiedenen Autoren gefundenen Werte der Verdetschen Konstante der gelben Strahlen ($\lambda = 0{,}589\,\mu$) in Schwefelkohlenstoff, auf 18° reduziert und in Bogenminuten ausgedrückt.

Tabelle V.

Beobachter	$\omega_{18}^{0,589}$
Becquerel	0,04520'
Quincke	0,04410'
Rodger u. Watson	0,04214'
Stoyanoff	0,04212'
Lord Rayleigh	0,04200'
Gordon	0,04530'

[Wenn das benutzte Amperemeter bei den Messungen bereits den später vorhandenen Fehler besessen haben sollte (s. S. 435), so würde die Stoyanoffsche Zahl um 0,5 Proz. zu vergrößern sein. V.]

Die Beobachtungen der Tabelle V habe ich zunächst unter der Annahme einer Absorption bei endlichem λ_1 und einer bei unendlich kleinem λ_1 berechnet, also die Formeln (6), (7) und (8) in der Gestalt

$$\omega_\lambda = \frac{1}{n_\lambda}\left(\frac{m}{\lambda^2} + \frac{m_1 \lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_1{}^2)^2}\right) \qquad (6')$$

usf. benutzt und dabei anschließend an die Messungen der gewöhnlichen Dispersion von Flatow $\lambda_1 = 0{,}288\,\mu$ gesetzt. Ich erhielt auf diese Weise für die relativen Drehungen ω', indem ich ω_λ für $\lambda = 0{,}527\,\mu$ gleich eins setzte, die folgenden Zahlen.

Tabelle VI.

λ/μ	ω' beob.	ω' ber. nach (6')	ω' ber. nach (7')	ω' ber. nach (8')
0,687	0,538	0,538	0,538	0,538
0,656	0,597	0,598	0,597	0,797
0,589	0,761	0,762	0,764	0,765
0,527	1,000	0,992	0,995	0,998
0,518	1,041	1,035	1,038	1,041
0,486	1,221	1,213	1,216	1,220
0,431	1,671	1,671	1,671	1,671
0,420	1,780	1,796	1,799	1,794
m		+0,20130	+0,03933	—0,05855
m_1		+0,16648	+0,01045	+0,41826

Ferner habe ich die Beobachtungen der Tabelle V berechnet unter der Annahme der Wirkung zweier Absorptionen bei endlichen, und einer bei unendlich kleinen Wellenlängen, wodurch z. B. die Formel (6) die Gestalt annimmt

$$\omega_\lambda = \frac{1}{n_\lambda}\left(\frac{m}{\lambda^2} + \frac{m_1 \lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_1{}^2)^2} + \frac{m_2 \lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_2{}^2)^2}\right), \qquad (6'')$$

die anderen ähnlich. Indem ich λ_1 und λ_2 verfügbar ließ, erhielt ich die nachstehenden Zahlen für das relative Drehungsvermögen ω'.

Tabelle VII.

λ/μ	n_{14} interpol. nach Flatows Beobachtg.	ω' beobachtet	ω' ber. nach (6'')	ω' ber. nach (7'')	ω' ber. nach (8'')
0,687	1,6198	0,538	0,538	0,538	0,538
0,656	1,6232	0,597	0,597	0,597	0,594
0,589	1,6325	0,761	0,766	0,765	0,762
0,527	1,6453	1,000	1,000	1,000	1,000
0,518	1,6471	1,041	1,044	1,042	1,040
0,486	1,6576	1,221	1,222	1,221	1,220
0,431	1,6824	1,671	1,671	1,672	1,671
0,420	1,6891	1,780	1,782	1,794	1,796

Die Vergleichung der beiden Tabellen ergibt, daß die Formeln (6''), (7'') und (8'') keine sehr erhebliche Vergrößerung der Übereinstimmung gegenüber (6'), (7'), (8') hervorbringen.

Wie wegen des relativ kleinen, der Beobachtung unterworfenen Bereichs zu erwarten, gaben die drei Formeln (6), (7), (8) so geringe Abweichungen voneinander, daß eine Entscheidung zwischen ihnen durch die vorliegenden Messungen nicht gegeben wird.

4. Beobachtungsresultate für Benzol und Nitrobenzol. Die nachstehende Tabelle VIII und das Diagramm Fig. 4 enthalten die beobachteten elektromagnetischen Drehungen der Polarisationsebene des Lichts und die Verdetschen Konstanten von Benzol und Nitrobenzol. Bei diesen Beobachtungen war der benutzte Strom 3,985 Amp. stark, die entsprechende Feldstärkenfläche $S = 28919\ \text{cm}^2$.

Tabelle VIII.

	Benzol $t = 16^0$		Nitrobenzol $t = 17^0$	
λ/μ	2α	ω	2α	ω
0,687	21° 41'	0,02248'	15° 27'	0,01603'
0,656	23° 17'	0,02417'	16° 50'	0,01746'
0,589	29° 42'	0,03081'	21° 2'	0,02182'
0,527	38° 12'	0,03973'	26° 53'	0,02787'
0,486	46° 50'	0,04858'	32° 37'	0,03382'
0,431	62° 4'	0,06439'		

Tabelle IX.

λ/μ	n nach Weegmann	ω'	ω' ber. nach (6')	ω' ber. nach (7')	ω' ber. nach (8')
0,687		0,566			
0,656	1,4966	0,608	0,608	0,608	0,608
0,589	1,5014	0,775	0,773	0,778	0,773
0,537		1,000			
0,486	1,5133	1,223	1,223	1,223	1,223
0,431		1,620			
m			—0,0933	+0,3541	—0,2090
m_1			+0,2492	+0,0140	+0,5579

Die Tabelle IX enthält die beobachteten

und berechneten relativen Drehungen in Benzol. $\lambda_1 = 0{,}175\,\mu$ ist die berechnete Wellenlänge der Eigenschwingung.

Auch hier ist ein merklicher Unterschied in den Angaben der verschiedenen Formeln (6), (7), (8) nicht erkennbar.

Sofia, im Februar 1909.

(Eingegangen 9. Juni 1909.)

Ein Satz aus der Theorie magnetischer Feldwirkung.

Von W. Voigt.

Die Untersuchungen, über die in der vorstehenden Abhandlung berichtet wird, gaben mir die Veranlassung zur Bestimmung der magnetischen Kraft, welche ein dünnes zylindrisches Rohr aus schwach magnetisierbarem Material in einem Magnetfeld erfährt, das symmetrisch rings um die Rohrachse verteilt, sonst aber nur durch die Bedingung der Existenz eines Potentiales beschränkt ist. Ich kam dabei auf einen sehr einfachen und eleganten Satz, der meines Wissens noch nicht bekannt ist und daher vielleicht die Mitteilung verdient.

Wenn ein Potentialfeld wirksam ist, so hat die erregte Magnetisierung die Eigenschaft, mit einer Oberflächenbelegung von der Dichte σ äquivalent zu sein, wobei

$$\sigma = + kN$$

unter k die Magnetisierungskonstante des Körpers, unter N die Komponente der magnetisierenden Feldstärke nach der äußeren Normale verstanden. Besitzt das äußere Feld eine Komponente Z_a parallel der Z-Achse, so ist die Gesamtkraft, welche der magnetisierte Körper in der gleichen Richtung erfährt,

$$K = k \int N Z_a \, do, \tag{1}$$

das Integral über die ganze Oberfläche des Körpers genommen.

Zugleich gelten, wenn das Feld nur von äußeren Magnetismen oder Strömen herrührt, zwischen seinen Komponenten Z parallel und Y normal der Z-Achse innerhalb des Körpers die Beziehungen

$$\frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y} = 0, \quad \frac{1}{y}\frac{\partial y Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} = 0; \tag{2}$$

dabei soll y den Radiusvektor von der Z-Achse aus darstellen.

Handelt es sich nun um ein dünnwandiges zylindrisches Rohr vom Radius b und der Dicke c, so nimmt der Ausdruck für K, wenn man die Grundflächen mit (0) und (1), die Mantelflächen mit (i) und (a) unterscheidet, die Form an

$$\left.\begin{aligned} K = 2\pi b c k \big((Z Z_a)_1 - (Z Z_a)_0\big) \\ + 2\pi k \int_{(0)}^{(1)} \big((y Y Z_a)_a - (y Y Z_a)_i\big)\, dz \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

oder, da die Indizes a und i sich auf die zwei Flächen im kleinen Abstand c beziehen, auch

$$K = 2\pi k b c \left\{ (Z Z_a)_1 - (Z Z_a)_0 + \int_{(0)}^{(1)} \left(\frac{\partial (y Y Z_a)}{y\, \partial y} \right)_{y=b} dz \right\}. \tag{4}$$

Weiter ist aber nach (2)

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial (y Y Z_a)}{y\, \partial y} &= \frac{Z_a}{y} \frac{\partial y Y}{\partial y} + Y \frac{\partial Z_a}{\partial y} \\ &= -Z_a \frac{\partial Z}{\partial z} + Y \frac{\partial Y_a}{\partial z} \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Handelt es sich, wie wir annehmen wollen, um schwache Magnetisierbarkeit, so ist merklich $Z = Z_a$, $Y = Y_a$, und wir erhalten aus (4) und (5)

$$K = \pi k b c \left[(Z_1^2 - Z_0^2) + (Y_1^2 - Y_0^2) \right],$$

oder, wenn wir die gesamte Feldstärke $R^2 = Z^2 + Y^2$ einführen,

$$K = \pi k b c (R_1^2 - R_0^2). \tag{6}$$

Die auf den Zylinder wirkende Gesamtkraft ist hiernach nur von denjenigen Feldstärken abhängig, die auf seine beiden Endquerschnitte wirken, wobei auch deren Richtung ohne Einfluß ist.

Wenn die Feldstärke parallel der Zylinderachse wirkte, so würde jede Grundfläche die Gesamtkraft $\pm 2\pi k b c R^2$ erfahren; hiermit erhält jedes Glied des Ausdrucks (6) für K eine einfache Deutung.

Göttingen, im März 1909.

(Eingegangen 9. Juni 1909.)

Über die Grenze der Leistungsfähigkeit der Thermoelemente.

Von K. E. F. Schmidt.

Die Empfindlichkeit der Thermoelemente hat durch die Fortschritte, welche die Technik der Herstellung dünner Drähte gemacht hat, erhebliche Erweiterungen erfahren; so gibt Brandes[1]) an, daß er bei Anschluß eines aus Konstantan-Eisen bestehenden Elementes an ein Zeigergalvanometer, das pro 1^0 3×10^{-7} Ampere anzeigte, noch Stromstärken gemessen hat, welche $2{,}1 \times 10^{-3}$ betrugen. Die beiden Drähte waren 0,02 mm dick.

Es schien mir möglich, durch Verwendung noch feinerer Drähte, wie sie inzwischen durch

1) Diese Zeitschr. 6, 503, 1905.

die Firma Hartmann & Braun angefertigt worden sind, durch Wahl anderer Drahtmaterialien und durch möglichste Vergrößerung der Länge der dünnen Drähte, sowie endlich durch Anordnung von Lötstellen von möglichst geringer Ausdehnung eine weitere merkliche Erhöhung der Empfindlichkeit zu erzielen.

Ich habe daher einen meiner Schüler veranlaßt, auf Grundlage der genannten Überlegungen eine systematische Untersuchung vorzunehmen und es hat sich ergeben, daß wir in einem auf das äußerste evakuierten Element aus Manganin — Konstantan-Drähten, deren Dicke 0,0154 mm, deren Länge je ca. 2 cm betrug, ein Element besitzen, dessen Empfindlichkeit wohl das augenblicklich erreichbare Maximum darstellt. Solche Elemente ermöglichen bei Anschluß an ein Spiegelgalvanometer mittlerer Empfindlichkeit[1]) noch Ströme von etwa 89×10^{-6} Amp. zu messen. Nach § 5 der unten folgenden Mitteilung des Herrn Knopp würde eine Verminderung des Drahtdurchmessers um 0,001 mm die Messung von $89 - 16{,}5 = 72{,}5 \times 10^{-6}$ Amp. zulassen, d. h. es ergäbe sich eine Zunahme der Empfindlichkeit von $16{,}5 \times 10^{-6}$ [2]) für jedes $^{1}/_{1000}$ mm Abnahme der Drahtdicke.

Nach den Mitteilungen des Herrn Professor Hartmann ist es einstweilen technisch unmöglich, noch weiter in der Verminderung des Durchmessers zu gehen, so daß bei Thermoelementen 0,0001 Amp. (rund) augenblicklich die Meßgrenze für Arbeiten mit schnellen elektrischen Schwingungen darstellen dürfte[3]).

1) Deprez d'Arsonval-System (Siemens & Halske) $w = 200$ bzw. $30\,\Omega$; Empfindlichkeit 250×10^{-10} Ampere pro 1 sc bei 1000 sc Skalenabstand. Für die Benutzung der Thermoelemente und Barretter zum Studium der elektrischen schnellen Schwingungen hat sich dieser Galvanometertyp besonders gut bewährt. Empfindlichere Galvanometer würden die oben angeführte Grenzzahl noch verkleinern, haben sich aber bei den auf meinen Stationen ausgeführten Arbeiten nicht bewährt.

2) Ob das in Fig. 7 hervortretende Proportionalitätsgesetz für noch dünnere Drähte gültig bleiben wird, ist mir auf Grund der neuesten Untersuchungen in meinem Laboratorium fraglich geworden.

3) Ich möchte nicht verfehlen, Herrn Prof. Hartmann und dem von ihm geleiteten Institut (Hartmann & Braun, Frankfurt a. M.) meinen herzlichsten Dank für das große Entgegenkommen auszusprechen, das er mir bei der Anfertigung der dünnen Drähte erwiesen hat; besonders einige der Stahlnickellegierungen konnten nur unter Aufwand der äußersten Anstrengungen und Benutzung der vollkommensten technischen Hilfsmittel zu so dünnen Drähten gezogen werden.

Das Material für diese Drähte hatte mir Herr Professor Guilleaume-Paris in entgegenkommender Weise zur Verfügung gestellt, wofür ich ihm auch an dieser Stelle verbindlichst danken möchte.

Den Konstantandraht in verschiedenen Legierungen ließ F. A. Lange, „Auerhammer" bei Aue i. S., auf meinen Wunsch besonders anfertigen; ich danke auch dieser Firma bestens für ihre Mühewaltung.

Halle a. S., Mai 1909.

(Eingegangen 5. Juni 1909.)

Untersuchungen an Thermoelementen[1]).

Von O. Knopp.

Gebrauchte Abkürzungen:

C = Empfindlichkeitsfaktor.

G_v = Konstante des Spiegelgalvanometers $= 2{,}24 \cdot 10^{-8}$.

i = Stromstärke.

e_ϑ = thermoelektrische Kraft.

α = Ausschlag des Spiegelgalvanometers.

Thermoindikator = Thermoelement.

FN = Symbol für Eisennickel; Co = Konstantan.

ω_ϑ = Widerstand der Lötstelle.

p = eine durch den Peltiereffekt bestimmte Größe.

d = Drahtdicke.

Geht eine bestimmte Strommenge i durch ein Thermoelement, so entsteht in einem an das Element angeschlossenen Galvanometer ein bestimmter Ausschlag α_1, der gegeben ist durch die thermoelektrische Kraft e_ϑ, vermehrt um eine Spannung $(\omega_\vartheta \pm p)\,i$ — wobei ω_ϑ der Widerstand der Lötstelle, p eine durch den Peltiereffekt bestimmte additiv oder subtraktiv hinzutretende, nicht konstante Größe ist. Dieselbe Strommenge i in entgegengesetzter Richtung gibt einen anderen Ausschlag α_2, der bestimmt ist durch e_ϑ, jedoch vermindert um die Größe $(\omega_\vartheta \pm p)\,i$. Wir erhalten also folgende beiden Beziehungen:

$$\alpha_1 = e_\vartheta + i(\omega_\vartheta \pm p),$$
$$\alpha_2 = e_\vartheta - i(\omega_\vartheta \pm p),$$

hieraus

$$e_\vartheta = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} = \alpha; \quad \omega_\vartheta \pm p = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2i}.$$

Die Größe $(\omega_\vartheta + p)$ wird uns später wegen ihres interessanten Verhaltens noch näher beschäftigen.

Aus α läßt sich die thermoelektrische Kraft durch Multiplikation mit der Konstanten des Spiegelgalvanometers G_v leicht bestimmen.

Um einen Vergleich zwischen der Empfindlichkeit der einzelnen Thermoindikatoren ziehen zu können, wollen wir analog wie Brandes[2]) den Empfindlichkeitsfaktor C[3]) als Vergleichsmittel wählen und ihn definieren als

$$C = \frac{i}{\sqrt{\alpha}},$$

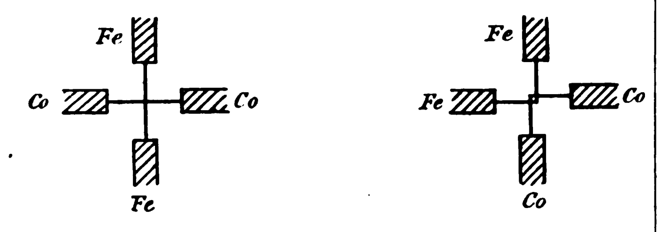
d. h. wird α größer, so wird bei gleicher Stromintensität C kleiner. Je kleiner also unser Empfindlichkeitsfaktor, um so größer ist die Empfindlichkeit des Thermoindikators.

1) Mitteilung der physikalischen Versuchsstation Halle a. S.-Cröllwitz, Nr. 15. Auszug aus einer Hallenser Dissertation 1909.

2) Diese Zeitschr. 6, 503, 1905.

3) C ist für viele Drähte abhängig von der Stromstärke.

Zunächst habe ich der bisherigen kreuzweise verschlungenen Lötung der Drähte eine direkte kreuzweise Lötung vorgezogen. Einmal haben diesbezügliche Untersuchungen ergeben,



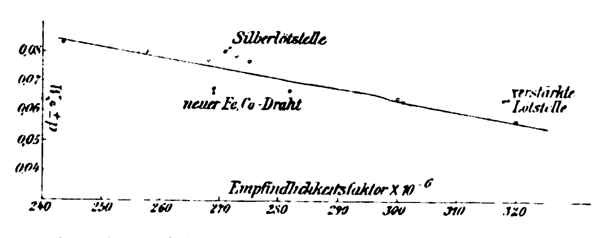
daß wir bei direkter kreuzweiser Lötung für eine praktische Untersuchung und Vergleichung der Thermoelemente regelmäßigere Lötstellen erzielen, ferner aber wird die Masse des Lötzinns auf ein Minimum beschränkt.

Durch Evakuieren bekam ich durchschnittlich eine 6fache Vergrößerung der Empfindlichkeit gegenüber dem lufterfüllten Raume, während Brandes eine 18fache, Voege[1]) eine 10fache Steigerung der Empfindlichkeit durch Evakuieren konstatieren. Dies erklärt sich daraus, daß beim Evakuieren das Element mit der größeren Lötmasse an Empfindlichkeit mehr als das mit kleinerer gewinnt, da die Wärmeableitungs- und Ausstrahlungsfläche in dem ersteren Falle merklich größer ist.

§ 1. Einfluß des Widerstandes der Lötstelle auf die Empfindlichkeit der Thermoelemente.

Eine wichtige Aufgabe war es, den Zusammenhang zwischen $(\omega_\vartheta \pm p)$ und C zu untersuchen.

In der nachstehenden graphischen Darstellung (Fig. 1) habe ich diese Beziehung bei



$w_\vartheta + p$ als Funktion des Empfindlichkeitsfaktors bei *Fe-Co*-Elementen. ($d = 0{,}0208$ mm.)

Fig. 1.

einer Stromintensität $i = 3322 \cdot 10^{-6}$ Amp. gegeben. Die Vergleichung der Indikatoren wurde durchgeführt bei Eisen-Konstantan-Elementen ($d = 0{,}0208$ mm).

Wir sehen, daß wir eine lineare Beziehung erhalten und zwar derart, daß bei wachsendem $(\omega_\vartheta \pm p)$ die Empfindlichkeit des Thermoindikators zunimmt.

1) Voege, Elektr.-Tech. Z. 1906, S. 467.

§ 2. Untersuchungen von Metallen und Legierungen nebst Aufstellung verschiedener Spannungsreihen.

Weiterhin wurden verschiedene Metalle und Metallegierungen auf ihre thermoelektrische

Angabe der Metalle der Thermoind.	C i/Vak.	$\omega_\vartheta + p$ i/Vak.	Mittelwert von C	rezipr. Wert von C a. 1000 bez.	Bemerkungen
Kruppin-*Co*	189,8	0,0457	181,5	5,53	$\omega_\vartheta \pm p$ bei $i = 3322 \cdot 10^{-6}$ $d = 0{,}0208$ mm
"	174,4	0,056			
"	182,7	0,048			
"	184,3	0,048			
Mang-Co[1])	180,6	0,0995	182,0	5,52	
"	185,9	0,0995			
"	198,8	0,0695			
"	174,1	0,085			neuer Draht
"	175,8	0,087			
Ni-Co	4499,	0,00786	435,3	2,3	
"	420,6	0,00691			
FeCo	243,5	0,0846	275	3,64	empfindlichste (s. Fig. 1.)
"	270,8	0,067			Silberhartlötstelle
"	320,3	0,057			unempfindlichste
Au Co	295,5	0,049	303,8	3,3	
"	309,0	0,0491			
"	307,0	0,0458			
Mang-Ni	401,0	0,0195	399,0	2,50	
"	398,0	0,0198			
"	382,9	0,0182			
"	381,7	0,0178			
"	408,4	0,0165			
"	398,0	0,0167			
Au-Pt	1600	0,00275	1680	0,60	
"	1760	0,00275			
Pt-Kruppin	524,1	0,008			bei $i = 3322 \cdot 10^{-6}$ da $C = f(i)$
"	620,4	0,0082			
Fe-Pt	853,5	0,0064	819	1,23	
"	784,6	0,00533			
Fe-Ni	609,3	0,026		1,64	
PtCo	286,2	0,0438		3,5	
PtNi	755,1	0,00691		1,33	
Au-Ni	745,0	0,0114		1,34	
Fe-Mang	546,0	0,0195			
Au-Mang	2800	0,00081	2633		
"	2540	—			
"	2560	0,00061			
Kr-Kr	1807	0,00223	1792		
"	1777	—			
Mang-Kr	285,1	0,00718			$C = f(i)$ angegeben bei $i = 3322 \cdot 10^{-6}$ mit wachsend. i wird die Empfindlichkeit geringer
"	339,4	0,00415			
"	350,1	0,00405			
"	303,9	0,00556			
"	280,4	0,00749			
Mang-Pt	993,3	0,0030			$C = f(i)$ angegeben bei $i = 3322 \cdot 10^{-6}$ mit wachsend. i wird das Element empfindlicher
"	930,0	0,0000			
"	1000	0,00044			

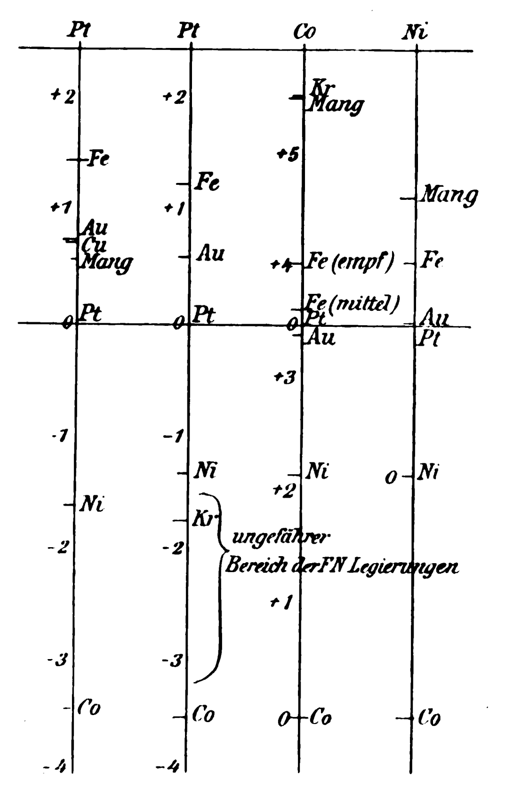
1) *Mang* = Manganin, *Kr* = Kruppin.



Spannung gegeneinander im Vakuum untersucht, um eventuell eine empfindlichere Kombination als *Fe-Co* zu bekommen. Die *Cu-Ni* und Eisennickellegierungen werden späterhin gesondert behandelt.

Es sei zunächst eine tabellarische Zusammenstellung gegeben.

Übersichtlich kann man die aus der Tabelle gewonnenen Zahlen graphisch darstellen, indem die reziproken Werte der Empfindlichkeitsfaktoren auf einer Geraden abgetragen werden (Fig. 2).



Übersicht der Spannungsreihen gegen *Pt, Co, Ni.* 1. Reihe nach den Tabellen von Landolt und Börnstein. S. 776. (1905.)

Fig. 2.

Als Vergleich ist in der Figur zuerst eine Spannungsreihe angegeben, die ich den Tabellen von Landolt-Börnstein (1905, S. 766) entnommen habe. Dort ist die Thermokraft bei 100° gegen *Pt* angegeben; die mit 10^4 multiplizierten Voltzahlen sind aufgetragen.

Manganin (Mang)	0,00057	Volt
Kupfer	0,00072	„
Gold	0,00074	„
Eisen	0,00145	„
Nickel	—0,00162	„
Konstantan . .	—0,00344	„

Wir sehen, daß die von mir festgestellten Werte in der Spannungsreihe gegen Platin ganz gut mit der oben angegebenen übereinstimmen.

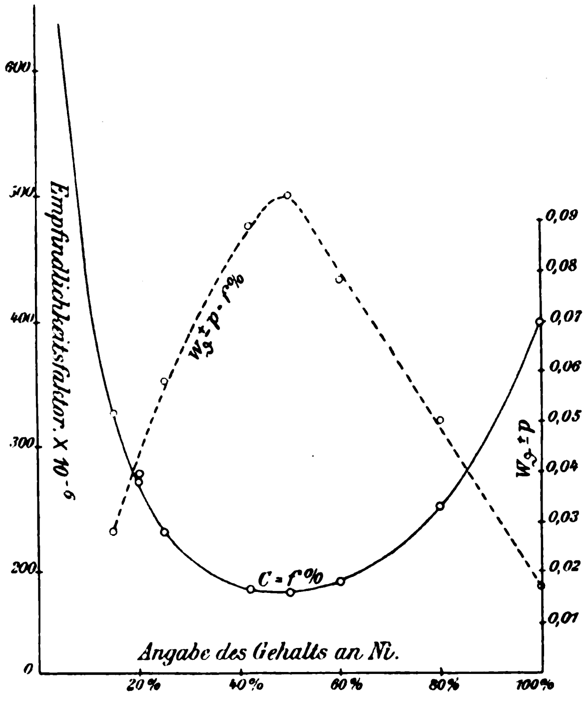
Merkwürdig sind in ihrem Verhalten die *Mang-Pt*, *Pt-Kr* und *Mang-Kr*-Elemente. Wir finden hier für C keine Konstante, sondern C als $f(i)$. Wir werden uns später mit diesen Elementen noch näher beschäftigen.

Ebenfalls ergibt sich aus der Tabelle, daß sowohl Kruppin wie Manganin gegen Konstantan eine erheblich größere Empfindlichkeit als *Fe-Co* zeigen. Von beiden verdient das Manganin den Vorzug, da es sich leichter zu dünnem Draht ausziehen läßt und Manganin nicht so leicht oxydiert.

§ 3. Abhängigkeit der thermoelektrischen Kraft der Legierungen von ihrer prozentualen Zusammensetzung.

1. Kupfer-Nickellegierungen.

Sie wurden gegen Manganin untersucht. Es ergab sich folgende Abhängigkeit (Fig. 3).



C als Funktion der Prozent-Zusammensetzung bei den *Cu-Ni*-Legierungen, genommen gegen Manganin.

Fig. 3.

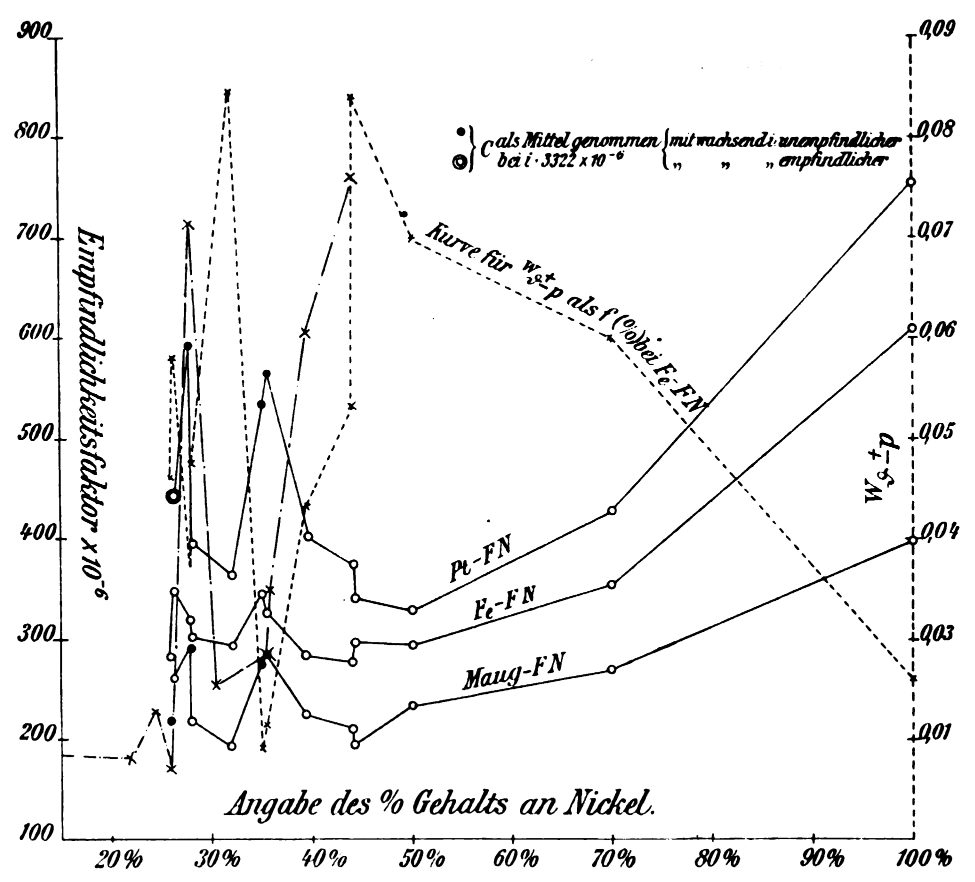
Hinweisen möchte ich besonders bei dem Verlauf der beiden Funktionen $C = f(\%)$ und $(\omega_\vartheta + p) = f(\%)$ auf die enge Verknüpfung dieser beiden Beziehungen. Bei dem Maximum der Empfindlichkeit haben wir auch das Maximum der Größe

$$(\omega_\vartheta + p).$$

2. Eisen-Nickellegierungen.

Viel komplizierter sind diese beiden Funktionen bei den Eisen-Nickellegierungen[1]).

1) Die Drahtstärke war $d = 0{,}0206$ mm, nur die 35 proz.



a) Einfluß der Prozent Zusammensetzung des Nickelstahls auf die thermoelektrische Empfindlichkeit.
b) Einfluß der Prozent Zusammensetzung auf die Größe $(w_\vartheta \pm p)$. — · — e_ϑ-Kurve von Steinmann.

Fig. 4.

Untersucht wurden die Eisen-Nickellegierungen (Symbol *FN*) gegen Eisen, Manganin und Platin und zwar wurden jedesmal zwei Elemente jeder Kombination untersucht, um eine genauere Lage der verschiedenen Legierungen gegeneinander zu fixieren. Die Drahtstärke dieser Metalle war $d = 0{,}0208$ mm.

Es ergab sich folgende Abhängigkeit (Fig. 4): Wir sehen, daß wir hier keine einfache Beziehung erhalten. Minimale Änderungen des Gehalts an *Ni* — z. B. von 0,1 Proz. von 27,9 Proz. auf 28 Proz. — können eine erhebliche Änderung der thermoelektrischen Kraft bedingen [1]).

In der Fig. 4 ist noch der Verlauf der Funktion $(\omega_\vartheta + p)$ für Eisen gegen Eisennickel angegeben. Es fällt ebenfalls wie bei den Konstantanlegierungen das Optimum des Empfindlichkeitsfaktors mit dem Maximum des $(\omega_\vartheta \pm p)$ zusammen.

Auch bei den Eisennickellegierungen finden wir bei manchen Elementen $C = f(i)$; zur besseren Orientierung geben wir deshalb noch eine Gesamtübersicht der *FN*-Legierungen gegen die Vergleichsmetalle *Fe*, *Mang* und *Pt*.

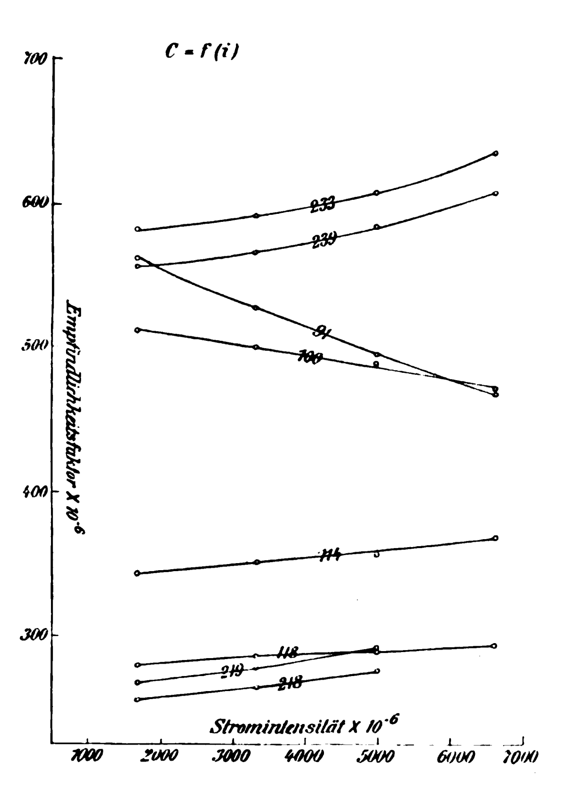
Übersicht über die Zusammenstellung der *FN*-Legierungen gegen *Fe*, *Mang-Pt*.

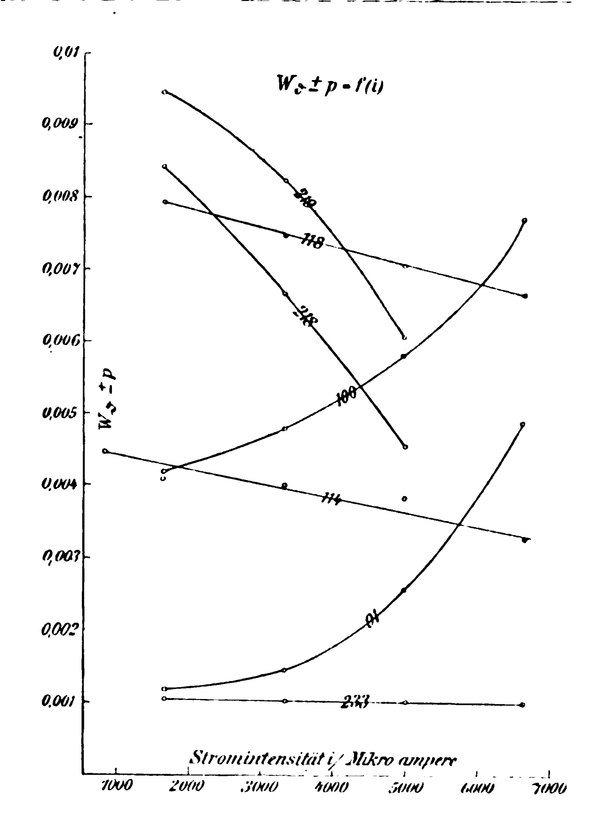
Angabe der % *Ni*	$C \cdot 10^{-6}$ geg. *Fe*	$C \cdot 10^{-6}$ geg. *Mang*	$C \cdot 10^{-6}$ geg. *Pt*	Bemerkungen
25,8	283,6	218,3 ●	445,3 ●	} *C* als Mittel bei
26,2	349,5	262,1	443,6 ⊙	} $i = 3322 \cdot 10^{-6}$
27,9	323,9	292,2 ●	591,9 ●	
28,0	302,6	219,4	395,6	{ ● mit wachs. *i* unempfindlicher
32,0	294,4	194,5	364,1	{ ⊙ mit wachs. *i* empfindlicher
35,0	345,8	275,7 ●	535,0 ●	
35,5	327,6	284,0 ●	566,3 ●	
39,4	283,9	226,6	401,5	
44,0	277,7	210,5	375,5	
44,2	297,5	194,3	340,1	
50,0	294,1	233,0	329,8	
70,0	354,1	267,1	427,3	
Kruppin		311,8 ●	570,0 ●	

und 50proz. Zusammensetzung war 0,0208 mm. Diese geringe Abweichung wurde als unwesentlich bei der Zusammenstellung nicht berücksichtigt.

$f(\%)$ = Funktion des %-Gehaltes an *Ni*.

1) Siehe Steinmann, Compt. rend. **130**, 1300—1303, 1900. Die von Steinmann gefundene Kurve ist durch — · — in Fig. 4 eingetragen. Sie gibt die thermoelektrische Kraft *Fe-Ni* gegen Blei. S. a. Belloc, Compt. rend. **134**, 105—106.





Zusammenstellung von Elementen, bei denen $C=f(i)$
Ch. 100. *FN* 35 Proz.-*Ni*. *Ch*. 118. *Mang-Kr*. *Ch*. 233. *Pt-FN* 27,9 Proz. *Ch*. 219. *Mang-FN* 35,5 Proz.
Ch. 91. *FN* 50 Proz.-*Ni*. *Ch*. 114. *Mang-Kr*. *Ch*. 218. *Mang-FN* 35 Proz.

Fig. 5 und 6.

Während wir bei den Thermoindikatoren *FN-Fe* C als konstant finden — wenigstens in dem von mir untersuchten Bereiche von $i = 1000 \cdot 10^{-6}$ bis $8000 \cdot 10^{-6}$ Amp. — finden wir $C=f(i)$ für *FN-Mang* und *FN-Pt* bei denselben prozentualen Zusammensetzungen. Am ausgesprochensten treten diese Funktionen bei 27,9 Proz., 35 Proz. und 35,5 Proz. auf.

In der nachfolgenden Tabelle sind noch einige Kombinationen für Eisennickellegierungen untereinander angegeben:

Angabe der Metalle	$C \cdot 10^{-6}$	$\omega\vartheta \pm p$ bei $i=3322 \cdot 10^{-6}$	Bemerkungen
FN 70% - *Co*	545,2	0,00317	⊙ $C=f(i)$ mit wachs. i Empfindlichkeit größer
FN 35% - *FN* 44,2%	201,8	0,0567	
FN 70% - *FN* 44,2%	459,8	0,056	
⊙ *FN* 35% - *Ni*	520,1	0,00192	
FN 50% - *Ni*	574,6	—	
FN 35% - *Co*	178,2	0,0521	
⊙ *FN* 50% - *Co*	528,2	0,00145	
⊙ "	459,3	0,00132	
⊙ "	457,7	0,00186	
FN 35% - *FN* 50%	218,1	0,0266	
⊙ *FN* 35% - *Ni*	507,5	0,00482	
⊙ "	501,9	0,00482	

§ 4. Betrachtungen über $(\omega_\vartheta + p)$.

Wir haben bisher gesehen, daß unsere thermoelektrische Kraft mit der Größe $(\omega_\vartheta + p)$ im engsten Zusammenhang stand.

Verfolgen wir diesen Zusammenhang bei den vorhin erwähnten Elementen, bei denen wir C als $f(i)$ finden. In Fig. 5 und 6 sind für einige Elemente die beiden Funktionen $C=f(i)$ und $(\omega_\vartheta + p)=f(i)$ nebeneinander aufgetragen.

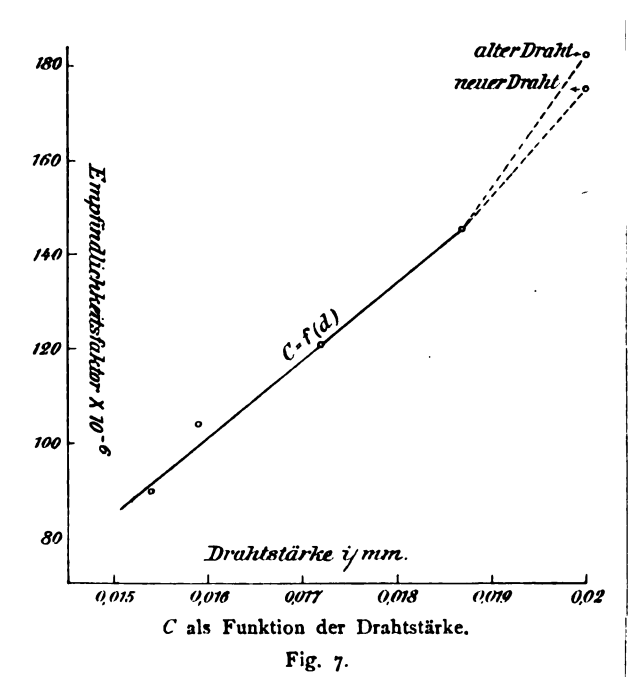
Wir sehen, daß bei den Chiffern 91, 100 mit wachsendem i ein starkes Fallen der Kurve, also eine Verbesserung der Empfindlichkeit, verbunden ist. $(\omega_\vartheta \pm p)$ zeigt bei diesen Elementen ein rapides Ansteigen.

Bei den Thermoindikatoren, bei denen wir bei wachsendem i eine geringere Empfindlichkeit bekommen, sehen wir, daß auch die Größe $(\omega_\vartheta + p)$ kleiner wird.

Daraus aber geht unzweifelhaft hervor, daß wir es bei dieser Größe keineswegs allein mit einem inneren Widerstande der Lötstelle zu tun haben, sondern daß dieser Widerstand noch eng verbunden ist mit einer Größe, die ihrerseits abhängt von dem Peltiereffekt, denn eine andere Größe kann hier nicht in Frage kommen. Es ist deshalb auch von vornherein die Größe als $(\omega_\vartheta \pm p)$ bezeichnet.

§ 5. Abhängigkeit der thermoelektrischen Empfindlichkeit von der Dicke der Drähte.

Da die Ableitung der Wärme von der Lötstelle nach außen hin durch die Drähte einen schwächenden Einfluß haben muß, der abhängt von der Art des Materials, der Länge und der Dicke der Drähte, so ist es von Wichtigkeit, auch diese abschwächenden Faktoren einer genaueren Prüfung zu unterziehen. Ich habe den letzten Faktor — also die Abhängigkeit des C von der Drahtstärke — bei *Mang-Co*-Drähten untersucht. Es ergab sich folgendes Resultat (Fig. 7).



C als Funktion der Drahtstärke.

Fig. 7.

Diese Drahtstärken waren sämtlich aus demselben Draht gezogen; das ist nach § 4 besonders wichtig.

Es ergab sich eine nahezu lineare Beziehung. Die Punkte wurden nach je 6facher Vergleichung der Thermoindikatoren für jede Drahtstärke festgelegt.

Ob diese lineare Beziehung auch für einen größeren Bereich zutreffend ist, läßt sich aus diesen Daten noch nicht ersehen. Auf jeden Fall zeigt uns der Verlauf der Kurve, daß wir durch weiteres Ausziehen der Drähte die Empfindlichkeit noch erheblich vergrößern können.

Um die Masse des Lötzinns auf ein Minimum zu beschränken, habe ich versucht, die Kontaktstelle elektrolytisch herzustellen. Die hierbei erreichten Empfindlichkeiten waren ungefähr dieselben wie bei der Lötung. Technisch sind derartige Elemente jedoch wertlos, da bei der geringsten Erschütterung die verzinnte Kontaktstelle auseinander geht.

§ 6. Vergleichung der mit den beschriebenen Elementen erreichten Empfindlichkeit mit der von Brandes angegebenen.

Brandes gibt den Empfindlichkeitsfaktor gleich $2{,}1 \cdot 10^{-3}$ an, wobei er sich statt eines Spiegelgalvanometers eines Zeigergalvanometers ($G = 3 \cdot 10^{-7}$ Amp. pro 1^0) bediente. Ein nahezu gleiches Instrument ($G = 2{,}85 \cdot 10^{-7}$ Amp.) stand mir zur Verfügung, so daß ich ohne weiteres eine Vergleichung mit den von uns gewonnenen Resultaten anstellen konnte. Ich benutzte einen Thermoindikator *Mang-Co* ($d = 0{,}015$ mm), dessen Empfindlichkeitsfaktor bei dem Spiegelgalvanometer $C = 94{,}1$ ergab.

Die Beobachtung zeigte:

α	$i \cdot 10^{-6}$	$C = \frac{i}{\sqrt{\alpha}} \cdot 10^{-6}$	
+ 7,75	1245	447,1	
+13,53	1661	451,2	
+22,15	2076	441,2	Mittel
+30,7	2491	449,5	$C_K = 451{,}3 \cdot 10^{-6}$
+41,4	2906	452,7	
+53,65	3322	453,5	

Angabe von Brandes:

α	$i \cdot 10^{-6}$	$C = \frac{i}{\sqrt{\alpha}}$	
9,5	65	0,0021	
12,2	72	216	
26,5	98	21_6	Mittel
40,9	111	21_0	$C_B = 2100 \cdot 10^{-6}$
40,9	137	21_4	
54,5	159	21_5	
64,7	170	21_1	

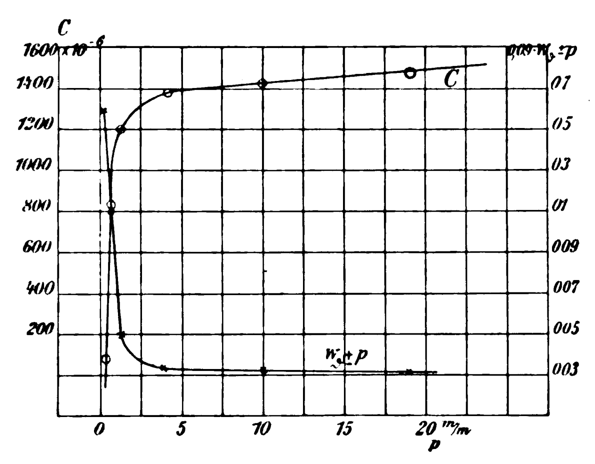
$$C_B = 2{,}1 \cdot 10^{-3}$$
$$C_K = 0{,}45 \cdot 10^{-3},$$

das von mir benutzte Element ist also 4,68 mal empfindlicher. Nun ist dieses Element nicht mein empfindlichstes. Der kleinste Empfindlichkeitsfaktor war 86,2, so daß mein bester Thermoindikator 5 mal so empfindlich ist als das Brandessche Element.

§ 7. Einfluß des Gasdruckes und der Temperatur auf die Empfindlichkeit des Thermoelementes.

1. Die Untersuchung über den Einfluß des Gasdruckes ergab nebenstehende Beziehung (Fig. 8).

Besonders möchte ich wieder auf den interessanten Verlauf der Kurve für die Abhängigkeit des $(\omega_\vartheta + p)$ vom Gasdruck hinweisen. Bei

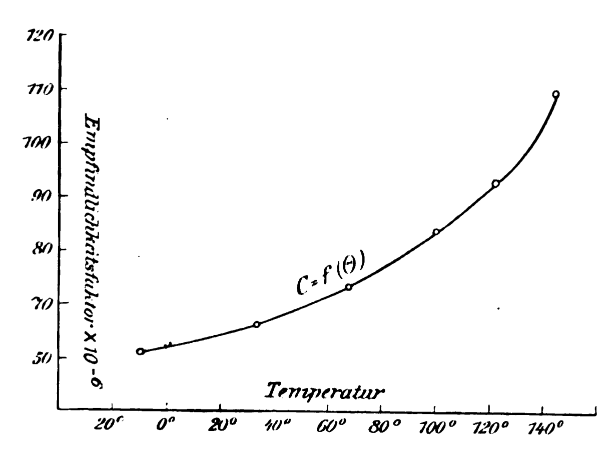


C und $w_\vartheta \pm p$ als Funktion des Gasdrucks.

Fig. 8.

der größten Empfindlichkeit des Thermoindikators haben wir auch hier das Maximum von $(\omega_\vartheta + p)$.

2. Die Betrachtung des Einflusses der Temperatur auf die Empfindlichkeit ergab die in Fig. 9 angegebene Funktion $C = f(\Theta)$.



Einfluß der Temperatur auf die Empfindlichkeit des Thermoindikators.

Fig. 9.

Die Empfindlichkeit nimmt ab mit wachsender Temperatur.

Anmerkung: Zur Beobachtung der letzten Funktion wurde ein anderes Spiegelgalvanometer benutzt, so daß die angegebenen Werte nur relativen Wert haben.

Halle a. S., im Mai 1909.

(Eingegangen 5. Juni 1909.)

Leitungsstrom und Schwankungen des elektrischen Feldes in der Nähe der Erdoberfläche.

Von D. Smirnow.

Die Feldintensität im täglichen Gange der Luftelektrizität ändert sich in der Höhe von 300 Meter manchmal in entgegengesetztem Sinne wie bei der Erdoberfläche (s. Fig. 1)[1]). Es ist daher sehr begreiflich, die Erklärung für die Schwankung der Feldintensität im periodischen Auftreten von freien elektrischen Ladungen in der Luft oder in periodischen Wanderungen derselben aus einer Schicht in eine andere zu suchen.

Die aktinoelektrische Wirkung der Sonnenstrahlung, die sog. Bodenatmung im Sinne der Theorie von Prof. Ebert, und der Staub können solche Ladungen geben, aber außerdem gibt es noch Faktoren, die dieselben Resultate durch Scheidung der positiven Luftionen von den negativen ergeben können: Kondensation des Wassers auf den Ionen (bei der Wirkung der Schwerkraft) und Störung des vertikalen elektrischen Leitungsstromes infolge des Auftretens einer Luftschicht von geringer Leitungsfähigkeit (d. h. einer feuchten oder staubigen Schicht). Der letzte Faktor muß, wie es mir scheint, eine sehr bedeutende Rolle spielen, nicht nur im täglichen Gange des Potentialgefälles an heiteren Tagen, sondern überhaupt bei allen Schwankungen dieses Elementes; man denke nur an die Größe des Leitungsstromes: die Elektrizitätsmenge, welche durch 1 cm^2 in einer Sekunde hindurchgeht (8×10^{-7} elektrostat. Einh.) ist schon mit der Elektrizitätsmenge in 1 cm^3 vergleichbar, bei der die Feldintensität sich nach dem Gesetz von Poisson um 30 $\frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$ pro jeden Meter ändern muß.

Im vorigen Jahre[2]) habe ich folgende Erklärung der einfachen täglichen Welle des Potentialgefälles (Minimum nachts, Maximum nachmittags) gegeben. Abends, während der Abkühlung des Bodens, bildet sich zuerst eine sehr dünne Schicht feuchter Luft, die für die atmosphärischen Ionen schwer durchdringlich ist, daher müssen sich unmittelbar am Boden über dieser Schicht positive Ionen ansammeln, die eine Schicht positiver Massen, gleichsam einen Schirm gegen die äußere Umgebung bilden; über diesem Schirme muß die Feldintensität abnehmen und zwar gleichzeitig in der Höhe des Eiffelturmes und unten.

Bei dieser Betrachtung muß man folgende zwei Sätze im Auge behalten: a) Wenn aus dem

1) Täglicher Gang des Feldes in Paris, unten und auf dem Eiffelturm, nach A. Chauveau.

2) „Über den täglichen Gang des Potentialgefälles", diese Zeitschr. 9, 337, 1908.

angeführten Grunde sich an der Erdoberfläche eine positive Ladungsschicht bildet, so wird deshalb allein die Gesamtsumme der positiven Elektrizität über dem Erdboden nicht größer, da eine entsprechende Zahl von negativen Ionen höher gehoben wird und einen Teil der höher befindlichen positiven Luftladungen neutralisiert; b) wenn die positive Ladungsschicht (oder ein Teil derselben) sich der Erdoberfläche nähert oder von ihr sich entfernt, so wird sich deshalb allein die Feldintensität unter ihr nicht ändern, ganz ebenso wie in einem flachen Kondensator, bei beständiger Ladung, die Feldintensität sich bei der Annäherung der Kondensatorscheiben nicht ändert, obgleich die Potentialdifferenz und die Kapazität sich ändern.

Bildet sich abends in der Nähe des Erdbodens eine positive Ladungsschicht, die im Grunde genommen durch die Kräfte des Feldes selbst hervorgerufen wird, so muß sich die elektrische Oberflächendichte am Boden oder, was dasselbe ist, die Feldintensität an dieser Oberfläche gar nicht ändern, mit der Höhe aber wird das Feld allmählich abnehmen in Abhängigkeit von der Größe der elektrischen Luftladung.

Wenn man bei den Erörterungen von der erwähnten Anteilnahme der positiven Luftladung an den Änderungen der Feldintensität ausgeht, so entsteht natürlich die Frage, ob wir, wie es gewöhnlich geschieht, den Umstand vernachlässigen können, daß die Ordinaten der Kurven des täglichen Ganges im Grunde genommen nicht die Feldintensität geben: die gewöhnlichen Meßmethoden sind derart, daß die Resultate nur den Gang des Potentials für einen gegebenen Punkt über einer ebenen Fläche in einer bestimmten Höhe darstellen (nach den sogen. absoluten Beobachtungen) oder in einer gewissen Entfernung von einer vertikalen Wand eines Gebäudes. Dabei ist es notwendig, sofort zu zeigen, daß unsere Erklärung, die sich fürs erste nur auf die Änderungen der Feldintensität bezog, auch den nach gewöhnlichen Methoden ausgeführten Beobachtungen nicht widerspricht.

1. Was die absoluten Messungen anbetrifft, so bestimmt man nur H, die mittlere Feldintensität von 0 bis zur Höhe h, die der Feldintensität in der Höhe h nur in dem Falle gleich ist, wenn die Raumdichte $\varrho = 0$. Wenn aber die Schicht von 0 bis h mit positiven Ladungen erfüllt ist, so ist die Proportionalität zwischen

$$H = \frac{1}{h}\int_0^h \frac{dv}{dh}\,dh \text{ und } \left(\frac{dv}{dh}\right)_h$$

(oder mit anderen Worten: zwischen den Resultaten der sogen. absoluten Messungen in der Ebene und der tatsächlichen Feldintensität in der Höhe h) gestört. Aus dem oben Gesagten ersieht man jedoch, daß die Parallelität in den Änderungen dennoch erhalten bleiben muß: H wird auch kleiner, wenn die Feldintensität in verschiedenen Höhen progressiv abnimmt und umgekehrt.

Inwieweit es quantitativ wahrscheinlich ist, daß die abendliche Abnahme des Feldes (bei absoluten Messungen) von der Gesamtsumme der unterhalb des Kollektors befindlichen Ladung bedingt sein könnte, das hängt von dem tatsächlichen Werte von ϱ ab; ich nahm [1]) als Maximum $\varrho = 0{,}26 \times 10^{-6}$ elektrostat. Einh. pro cm^3, neue Beobachtungen von Herrn Daunderer [2]) geben systematisch abends $1{,}24 \times 10^{-6}$, d. h. fünfmal mehr, und in Ausnahmefällen bei Gewittern $3{,}08 \times 10^{-6}$; die Feldintensität in der Höhe von 2 Metern fällt aber um 100 $\frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$, wenn in dieser ganzen Schicht ϱ statt 0 den Wert $1{,}3 \times 10^{-6}$ annimmt [2]).

2. Bei den Aufzeichnungen der Änderungen des Feldes registriert man gewöhnlich das Potential an einem Punkte in der Nähe einer vertikalen Wand eines Gebäudes. Dabei erhält man auch ein nächtliches Minimum, dasselbe hat man auch auf dem Eiffelturm und auf Bergen.

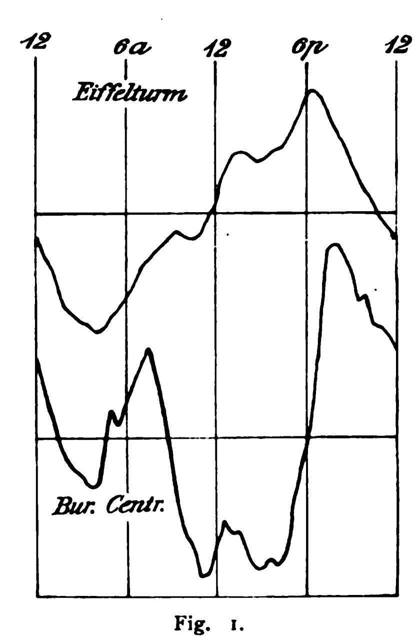


Fig. 1.

Natürlich kann man voraussetzen, daß bei der sogen. nächtlichen Ausstrahlung und in der Nähe der Turmwände in der Nacht eine dünne feuchte Luftschicht entsteht (in Ausnahmefällen ist sogar Tau möglich), weshalb der elektrische Leitungsstrom wieder gestört werden und in der Nähe der Wand einen Schirm aus positiven

1) l. c. S. 338.

2) Die Schicht von einigen Zentimetern, die dem Boden anliegt, wird nach der Methode von Daunderer nicht registriert (s. unten), während dort ϱ manchmal wahrscheinlich besonders groß ist.

Ionen bilden kann; es ist aber klar, daß im gegebenen Falle dieser Faktor wahrscheinlich eine äußerst geringe Rolle spielt. Es entsteht daher die Frage, warum die Angaben des auf dem Eiffelturme aufgestellten Elektrometers, ebenso wie unten, während der Nacht geringer werden? Der weiter unten beschriebene einfache Versuch deutet, wie es mir scheint, darauf hin, daß auch diese Erscheinung im Zusammenhang steht mit derselben nächtlichen Annäherung der positiven Luftladung an die Erdoberfläche, durch die wir soeben die Abnahme des Feldes bei absoluten Messungen erklärt haben.

Das Schema des Versuches ist aus folgender Zeichnung verständlich (s. Fig. 2).

Die untere Leitungsscheibe E ist mit der Erde verbunden und stellt die Erdoberfläche dar, die obere H repräsentiert die Atmosphäre und ist positiv geladen, den Eiffelturm stellt der Isolierstift des Elektroskops vor, dessen oberer Teil im Felde des Kondensators EH sich befindet. Zwischen H und E kann sich, parallel mit sich selbst, eine Glasplatte S_+, mit einer Öffnung in der Mitte, bewegen; diese Platte, die schwach und möglichst gleichmäßig mit positiver Ladung geladen wird, stellt die Schicht der überwiegend positiven Ionen dar.

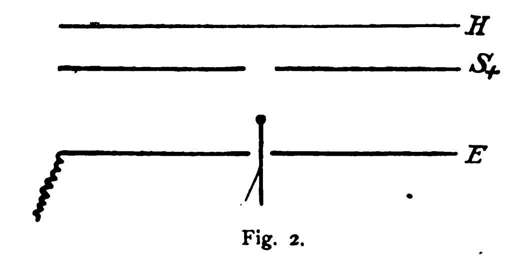


Fig. 2.

Bei der Bewegung der Glasplatte im Raume über der Kugel des Elektroskops sind die Änderungen am Elektroskop gering; wenn die Platte die Höhe der Kugel passiert, dann ist die Angabe des Elektroskops am größten, wenn aber die Platte noch tiefer sinkt, so fällt die Angabe stark; bei einem Versuche wurden folgende Ablesungen am Elektroskop gemacht:

Die Glasplatte S_+

über der Kugel	30 Skalenteile,
gegenüber der Kugel	32 „
in der Nähe von E	22 „

Der von der Erde isolierte Stift des Elektroskops ist nicht dem Eiffelturm vollkommen analog; jedoch änderte sich das Resultat qualitativ nicht, wenn anstatt des Elektroskops auf die Oberfläche E ein vertikaler Metallstab gestellt wurde, an dessen oberem Ende ein dünnes Aluminiumblatt — der Spannungsmesser — geklebt war.

Wenn also das beschriebene Schema des Versuches dem tatsächlichen elektrischen Felde der Erde entspricht, so kann das Auftreten oder richtiger die Verschiebung der positiven Luftladung nach unten, unmittelbar an die Erdoberfläche, die Abnahme der Feldintensität in verschiedenen Höhen erklären, wovon in meinem früheren Artikel gesprochen wurde; das Schema erläutert auch — gleichzeitig — die Abnahme der Elektrometerangaben sowohl unten, als auch auf dem Eiffelturm und auf dem Berge.

Wir wollen nicht bei der Erklärung der übrigen Details im täglichen Gange des Feldes unten und auf dem Eiffelturm verweilen, von der im vorigen Artikel gesprochen wurde; man kann nur hinzufügen, daß das beschriebene Schema Fig. 2 es gestattet, alle Details der gleichzeitigen Änderungen des Feldes unten und auf dem Turme zu illustrieren.

Um zum Beispiel das Anwachsen des Feldes auf dem Turme im Verlauf des Tages zu demonstrieren, muß man sich vorstellen, daß aufsteigende Luftströmungen immer größere und größere Mengen von positiven Ladungen (Platte S_+) der unteren Schichten über den Turm hinaufheben. Abends, wenn die aufsteigenden Luftströmungen aufhören, erhält die Schicht S_+ freien Zutritt zur Erde; beim Herablassen der Platte werden wir, ebenso wie in der Wirklichkeit (s. Fig. 1), das abendliche Fallen auf dem Turme früher bemerken als unten. Zur Darstellung der Tagesdepression, die im Sommer (Sommertypus) unten auftritt, aber gleichzeitig auf dem Turme fast gar nicht bemerkbar ist, muß man, gemäß den früher[1]) gegebenen Erläuterungen, außer der Platte S_+ unter ihr noch eine andere, negativ geladene, S_- aufhängen. Sie muß die Rolle der niedrigeren Luftschichten spielen, welche eine negative Ladung erhalten, unter anderem auch dank dem Staube; letztere verursacht am Tage eine Abnahme des Feldes unten, aber zum Abend wird sie von positiven Ionen (in der Schicht S_+) neutralisiert, sobald nur die Schicht S_+, nach dem Aufhören der aufsteigenden Luftströmungen, freien Zutritt nach unten erhält. Die beiden Oberflächen S_- und S_+ kann man mit der unteren und oberen Grenze der Luftschicht identifizieren, welche den normalen elektrischen Leitungsstrom so stört, daß über ihr positive, unter ihr negative Ladungen sich bilden.

Die von mir gegebene Erklärung des täglichen Ganges der Luftelektrizität war durch keine tatsächlichen Beobachtungen bestätigt, und die Frage, ob in der Tat am Abend in der Nähe des Erdbodens eine positive Ladungsschicht entsteht, blieb offen. Seitdem gelang es mir nur einmal zu versuchen, ob der Apparat von Ebert[2]), wenn man ihn unmittelbar an

1) l. c. S. 338.

2) Ein Apparat mit horizontalem Rohr, konstruiert im Jahre 1903 nach dem Typus der ersten Apparate von Professor Ebert.

der Erdoberfläche aufstellt, nicht eine deutliche Zunahme der Zahl der positiven Ionen anzeigt, sofort wenn der Erdboden, bei der Annäherung der Sonne zum Horizont, vom Schatten der Bäume bedeckt wird.

Den 25. Oktober 1908 wurden auf einer genügend offenen Wiese auf dem Terrain des Observatoriums von Pawlowsk folgende Werte der Dichte Q_+ und Q_- der positiven und negativen Ionen gefunden (mittlere, fast gleichzeitige Werte in willkürlichen Einheiten); der Himmel war die ganze Zeit heiter, da aber die Sonne niedrig stand, so war die Abkühlung schon um 2 Uhr bemerkbar; um 1^h p. war die Lufttemperatur $6{,}0^0$, die Feuchtigkeit 48 Proz. Der Wind wehte manchmal nur stoßweise. Die Isolation war sehr befriedigend und wurde sechsmal während des Versuches geprüft.

	Q_+	Q_-	$Q_+ - Q_-$	n
$11^h\ 1^m - 11^h\ 57^m$ a.	1,60	1,25	0,35	4
12 10 — 1 8 p.	1,57	1,15	0,42	5
1 16 — 1 51 p.	1,25 [1]	0,95	0,30	4

$2^h\ 6^m$ näherte sich der Schatten, $2^h\ 27^m$ war die Wiese um den Apparat herum schon im Schatten, um $3^h\ 23^m$ wurde Wind von der Wiese verzeichnet.

	Q_+	Q_-	$Q_+ - Q_-$	n
$2^h\ 0^m - 2^h\ 50^m$	1,53 [2]	0,75	0,78	5
2 52 — 3 30	1,33	1,00	0,33	4
3 32 — 4 34	1,36	0,80	0,56	6
4 37 — 4 44	1,60 [3]			1

Da die Apparate von Ebert, wie man annimmt, nur einen geringen Teil aller Luftladungen auffangen können, und da, was wichtiger ist, vielleicht ein Übergang der Ionen von normaler Beweglichkeit in schwere Ionen (Ionen von Langevin) gleichzeitig mit ihrer Ansammlung in der abgekühlten Luft stattfindet, so war das Resultat der Beobachtungen nicht so überzeugend, wie ich es erwartete; es ist aber dennoch unzweifelhaft, daß die Zahl der positiven Ionen zeitweise zunahm, sofort nachdem die Wiese in der Nähe des Apparates beschattet wurde; die Zunahme von Q_+ beim Heben des Apparates um $^1/_2$ Meter um $4^h\ 41^m$ weist wahrscheinlich nur auf die größere Beweglichkeit der Ionen in der Höhe hin und nicht auf ein Überwiegen derselben im Vergleich zu der niedrigeren Schicht.

Noch besser kann man unsere Voraussetzungen über die Rolle der positiven Massen in der unteren Luftschicht bestätigen, wenn man sich zu den sehr interessanten und wertvollen Resultaten der Arbeit von A. Daunderer[4]) wendet. Er hat die Potentialdifferenzen an drei Kollektoren in verschiedenen Höhen (0, 1 und 2 Meter) gemessen und hat aus diesen Differenzen ϱ — die elektrische Raumdichte — berechnet[1]).

Wir entnehmen der Dissertation von Daunderer drei Kurven (Fig. 3), die den mittleren täglichen Gang des Wertes ϱ darstellen: 1. für den Sommertypus (S. 40 und Fig. 18, Taf. III), 2. für den Wintertypus (S. 41 und dieselbe Fig. 18) und 3. den Gang desselben ϱ für einen Sommertag, wo die punktierte Linie den Gang des Potentials in den Höhen: 2 Meter und 1 Meter darstellt (s. Fig. 19, Taf. III).

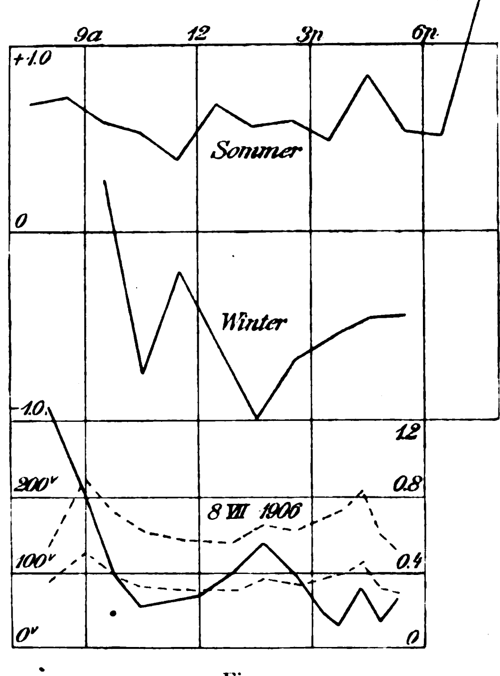


Fig. 3.

Die drei letzten Punkte der ersten Kurven zeigen deutlich eine scharf ausgeprägte und systematische Zunahme von ϱ am Abend; von einem Zufall kann keine Rede sein, da dies Mittelwerte aus 90 — 160 Messungen sind; die entsprechenden Werte der gemessenen Potentialdifferenzen an diesen drei Terminen waren in der Höhe von (s. S. 40):

1) Mittel aus 1,25 und 1,25.

2) Mittel aus 1,6, 1,5 und 1,5.

3) Der Apparat wurde um $^1/_2$ Meter vom Erdboden gehoben.

4) A. Daunderer, „Über die in den unteren Schichten der Atmosphäre vorhandene freie elektrische Raumladung". Dissertation, Technische Hochschule, München 1908. Kurzer Auszug s. diese Zeitschr. **10**, 113, 1909.

1) Die Berechnung setzt voraus, daß $\varrho = \text{const}$, d. h. daß die Verteilung der Ladungen eine gleichmäßige ist, was tatsächlich kaum immer der Fall ist, da nur der Wind und die Diffusionskräfte, welche in diesem Falle gegen die Feldintensität wirken, eine gleichmäßigere Verteilung der Ionen verursachen können. Für uns ist noch folgende Frage wichtig: Da Flammenkollektoren das Potential eines Punktes annehmen, welches sich um einige Zentimeter über der Flamme befindet, so hat der Autor folglich die mittlere Ladung nur in Luftschichten bestimmt, beginnend von der Höhe einiger Zentimeter; die Ladungen unmittelbar am Erdboden wurden gar nicht registriert. Der Autor erwähnt die beobachteten Potentialdifferenzen zwischen der Erde und dem unteren Kollektor, gibt aber keine vollständigeren Angaben über den täglichen Gang dieser Differenz (l. c. S. 10).

	$5-6^h$ p.	$6-7^h$ p.	$7-8^h$ p.
1 m:	110	114	113 Volt,
2 m:	201	210	179 „ , woraus berechnet

ist

$\varrho = +0{,}53 \quad +0{,}50 \quad +1{,}24 \times 10^{-6}$ elektrost. Einh.; daraus ersieht man, daß, während das Potential in der Höhe von einem Meter schon beständig war, ein schnelles Sinken desselben in der Höhe von 2 Metern stattfand; dieses beweist, daß an den letzteren Terminen die obere Schicht zwischen 1—2 Metern noch fortfuhr, mit positiver Elektrizität geladen zu werden. Die Morgentermine weisen nicht auf das Vorhandensein von starken positiven Luftladungen am Erdboden hin, dagegen ist dieses auf der 2. Kurve (Wintertypus) schön zu beobachten, obgleich im Winter überhaupt negative Ladungen vorherrschten.

Sehr deutlich zu bemerken ist die Schicht positiver Massen am Morgen des 8. Juli 1906, als ϱ um 8^h a. $1{,}27 \times 10^{-6}$ betrug. Dabei ändert sich das Potential in der Höhe von 1 und 2 Metern entsprechend unseren Voraussetzungen; das Abendmaximum von ϱ ist nicht zu bemerken, da die Beobachtungen vor $5\frac{1}{2}^h$ p. unterbrochen wurden, das Potential an den Kollektoren fing aber schon an zu fallen; vielleicht hatte schon eine Ansammlung von positiven Ionen in den ersten Zentimetern vom Erdboden begonnen. Die Beobachtungen sind leider nicht in extenso gedruckt, und daher ist es schwer weitere Bestätigungen oder Widerlegungen unserer Voraussetzungen zu geben.

Vollständig gegeben sind einige Beobachtungsreihen bei wechselnder Beleuchtung des Erdbodens durch die Sonne, d. h. beim Hervortreten der Sonne aus den Wolken und bei ihrer Bedeckung durch Wolken; sie werden angeführt zur Begründung der Theorie von Prof. Ebert von der positiven Ladung der Luft, welche aus dem Boden bei der Erwärmung desselben austritt (Bodenatmung). Wir verweilen bei diesen Beobachtungen, um zu zeigen, daß man sie anders erklären kann, und zwar wieder vom Standpunkt der Störung des vertikalen Leitungsstromes.

Herr Daunderer beobachtete (s. S. 47—56), daß sofort auch ϱ und v zunehmen, wenn die Sonne aus den Wolken hervortritt; was das Anwachsen von v anbetrifft, so kann man es in der einfachsten Weise dadurch erklären, daß bei klarem Himmel das Feld gewöhnlich stärker, bei bewölktem schwächer ist. Die Zunahme von ϱ beim Wiedererscheinen der Sonne nach zeitweiliger Bedeckung kann man, wie es mir scheint, folgendermaßen erklären: Beim Erwärmen des Erdbodens entstehen sofort aufsteigende Luftstrahlen, welche den positiven an dem elektrischen Leitungsstrom teilnehmenden Ionen den freien Zutritt zum Erdboden verhindern; daher können sich in einer geringen Höhe über dem Erdboden unter gewissen Bedingungen zeitweilig in bedeutendem Maße positive Ladungen ansammeln, die nachher allmählich durch aufsteigende Luftströme immer höher und höher gehoben werden.

Wenn die Sonne, nachdem sie eine Zeitlang geschienen, von Wolken bedeckt wurde, so beobachtete Herr Daunderer, als eine allgemeine Regel, eine Abnahme von ϱ; so muß es auch sein, denn die aufsteigenden Strömungen am Erdboden werden plötzlich gedämpft und die positiven Ionen, die freien Zutritt zum Erdboden haben, müssen absorbiert werden. Es könnte den Anschein haben, daß bei der Bedeckung der Sonne wieder ein Ansammeln von positiven Ionen am Erdboden stattfinden müßte, analog zu dem, was wir von dem abendlichen Minimum des elektrischen Feldes sagten; es wäre jedoch ein Irrtum, so zu denken, denn die Strahlung des Himmels allein ist am Tage keineswegs $= 0$, und infolge der Bedeckung der Sonne wird der Erdboden nicht unter die Temperatur der Luft abgekühlt; nur eine totale Sonnenfinsternis kann eine Analogie der abendlichen Verhältnisse der atmosphärischen Elektrizität geben [1]).

Der Hauptunterschied zwischen den von Herrn Daunderer ausgesprochenen Ansichten und den Folgerungen, die man, wie es scheint, aus seinen eigenen Beobachtungen ziehen kann, besteht also im folgenden: die positiven, größtenteils schweren Ionen entstammen nach der Meinung des Herrn Daunderer dem Erdboden, nach unserer Ansicht aber kommen sie von oben aus der Atmosphäre, zuerst wahrscheinlich als leichte Ionen, die sich später infolge des Zusammentreffens mit Feuchtigkeit und Staub molisieren.

1) l. c. S. 338.

St. Petersburg, Physikalisches Zentral-Observatorium.

(Eingegangen 1. Juni 1909.)

Beitrag zur Erforschung der Elektrizitätszerstreuung in der Atmosphäre.

Von C. Negro.

Die Beobachtungen, über die ich in der vorliegenden Mitteilung berichten will, sind im verflossenen Sommer (1908) mit dem bekannten Apparate nach Elster und Geitel angestellt worden. Wenngleich ich in einer ausführlicheren Arbeit über die Elektrizitätszerstreuung in der Atmosphäre auf diese Beobachtungen nochmals werde eingehen müssen, erscheint es mir doch angebracht, sie hier besonders zu behandeln,



weil sie an verschiedenen Orten, und zwar, was nicht ohne Interesse ist, auf dem freien Lande angestellt worden sind. Durch diesen letztgenannten Umstand sind alle die Ursachen ausgeschaltet, die infolge der mannigfaltigen Betätigungen des Stadtlebens zur Ionisierung der Atmosphäre Veranlassung geben und infolgedessen die Werte beeinflussen können, die man erhalten würde, wenn nur die meteorologischen Faktoren und die besondere Zusammensetzung der Erdkruste am Orte der Beobachtung mitspielen würden. Der erste Umstand ist vielleicht der bedeutungsvollere. Will man das Phänomen der Elektrizitätszerstreuung etwas näher kennen lernen, so muß man notwendigerweise über reichliches Beobachtungsmaterial verfügen, das an verschiedenen Orten unter Vermeidung von Fehlerquellen gewonnen worden ist, und zwar um so mehr, als die Natur des Erdbodens auf dieses Phänomen einen nicht unwesentlichen Einfluß hat. Wir wissen einiges über den Einfluß der meteorologischen Faktoren und der Höhe über dem Meeresspiegel, aber man kann sagen, daß wir nichts, oder so gut wie nichts über den Einfluß der Bodenbeschaffenheit wissen. Der Grund hierfür liegt in dem mangelnden Beobachtungsmaterial. Derartige Untersuchungen werden vielleicht auch über ein anderes Phänomen Licht verbreiten können. Die Häufigkeit der Gewitter und der Blitzschläge ist von Ort zu Ort verschieden. Die Blitzschläge nun stehen in engem Zusammenhang mit dem elektrischen Leitvermögen der Atmosphäre, und dieses steht seinerseits wiederum in unmittelbarer Beziehung zur Elektrizitätszerstreuung. Es wäre nicht unmöglich, daß man gerade infolge dieses Zusammenhanges von der Kenntnis des einen dieser Phänomene zur Kenntnis des anderen gelangen könnte.

Die Beobachtungen im Monat August wurden zu Moncalieri bei Turin ausgeführt, und zwar in einem kleinen Landhäuschen am äußersten Nordostende der Stadt, die sich bekanntlich über den Abhang eines der Hügel erstreckt, welche das Tal des Po beherrschen. Dieser fließt an ihrem Fuße vorbei. Der Apparat wurde auf einem kleinen Balkon aufgestellt, der, wenige Meter über dem Erdboden, nach SO hin lag. Ringsumher standen Pflanzen und Kräuter. Ich achtete ganz besonders darauf, daß der Apparat gegen die direkte Sonnenstrahlung geschützt war. Das erreichte ich mit Hilfe eines Schirmes, der die Luftzirkulation vollkommen frei ließ und, wegen seines großen Abstandes vom Apparate selbst, dessen Kapazität durchaus nicht beeinflußte, wie sich aus eigens zu diesem Zwecke angestellten Beobachtungen ergab. Das Beobachtungsverfahren war das gleiche, das man für gewöhnlich bei derartigen Untersuchungen anwendet. Ich beobachtete immer zuerst den negativen Verlust, erteilte dann dem Apparate eine positive Ladung, wartete, bis das Isoliermaterial einen endgültigen elektrischen Zustand angenommen hatte, und beobachtete alsdann den positiven Ladungsverlust.

Die Beobachtungen im Monat September wurden in einem Landhause angestellt, das ungefähr 8 km von Bologna entfernt liegt. Das Elektroskop war auf einem Fensterbrett aufgestellt, daß nach außen hervorragte. Das Fenster sah nach Norden und lag wenige Meter über dem Erdboden. Dieser war als Wiese bebaut; in der Ferne erhoben sich zahlreiche stolze Eichen.

Ich bezeichne mit a_+, a_-, $q = \frac{a_-}{a_+}$ die bekannten Größen[1]). Als „heiter" bezeichne ich solche Tage, an denen die Nebelstärke unterhalb 3 ist; unter „halb bedeckt" verstehe ich Nebelstärken zwischen 3 und 8, und unter „bedeckt" solche zwischen 8 und 10. Die betreffenden Werte sind die Mittelwerte aus den Aufzeichnungen während der Beobachtungsstunden für die Zerstreuung. Unter „Gewittertagen" sind solche Tage verstanden, an denen das Gewitter am Beobachtungsorte oder an nicht weit entfernten Orten losbrach.

Es erscheint nicht angebracht, hier die einzelnen Beobachtungen mitzuteilen. Das Monatsmittel beträgt im

August: $a_- = 3{,}31$, $a_+ = 3{,}25$, $q = 1{,}00$ [2]),
September: $a_- = 3{,}93$, $a_+ = 4{,}05$, $q = 0{,}98$ [2]).

Die verhältnismäßig hohen Werte für die Zerstreuung stehen vollkommen im Einklang mit den Ergebnissen, die zahlreiche andere Beobachter gefunden haben. Wenn man nämlich im Sommer auch nicht überall das absolute Maximum beobachtet hat, so hat man doch bekanntlich stets sehr hohe Werte gefunden[3]). Um hier nur ein Beispiel anzuführen, hat P. Czermak[4]) in Innsbruck die in Tabelle I angegebenen Mittelwerte gefunden.

Die Werte, die Czermak gefunden hat, würden vielleicht ein wenig anders ausgefallen sein, wenn die Beobachtungen zahlreicher gewesen und zu verschiedenen Tagesstunden angestellt worden wären, statt fast nur zwischen

1) Zur Berechnung von a habe ich mich der bekannten Formel

$$a = \frac{1}{t}[\log V_0 + \log V_t]$$

bedient, ohne das Verhältnis der Kapazitäten zu berücksichtigen.

2) Der Mittelwert von q ist $\frac{q_1 + q_2 + \cdots + q_n}{n}$, fällt also offenbar nicht mit dem Werte $\frac{\Sigma a_-}{\Sigma a_+}$ zusammen.

3) A. Gockel, Die Luftelektrizität, Leipzig 1908, S. 58.

4) P. Czermak, Denkschr. Akad. d. Wiss. Wien, 1903.

Tabelle I.

	Vormittags			Nachmittags			Mittel		
	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q
Juni . . .	2,84	3,13	0,92	4,66	5,10	0,93	3,75	4,11	0,97
Juli. . . .	3,63	3,86	0,96	5,32	5,77	0,94	4,47	4,81	0,95
August. .	3,04	3,75	0,83	5,30	5,33	1 03	4,17	4,54	0,93
Septbr. .	3,19	3,29	0,94	5,58	5,85	0,98	4,34	4,52	0,96

11^h und 12^h a. m., sowie zu einer Zeit, in die das Maximum zu fallen pflegt, nämlich zwischen 4^h und 5^h p. m. Worauf es aber hier hauptsächlich ankommt, das ist die Größe des Wertes.

Die höchsten Mittelwerte, die ich in Moncalieri registriert habe, sind 4,02 für a_- und 4,08 für a_+. Beide Werte fielen in die heißesten Tagesstunden (um 2^h p. m.). Wenn wir diese Werte im Hinblick auf die geringe Anzahl der Beobachtungen, aus denen sie gewonnen worden sind, außer acht lassen wollen, so würden wir für a_- den Höchstwert 3,75 um 6^h p. m. und für a_+ den Höchstwert 3,79 um 4^h p. m. erhalten. Es würde somit die positive wie die negative Zerstreuung in den Nachmittagsstunden am höchsten sein.

Die folgende Tabelle II enthält die während der beiden Monate verzeichneten Höchst- und Mindestwerte.

Es ist zu beachten, daß die sämtlichen Höchstwerte um 6^h p. m. verzeichnet worden sind, während anderseits die Mindestwerte auf die Vormittagsstunden entfallen.

Für die weitere Erörterung empfiehlt es sich, die Werte nach Art der folgenden Tabelle III anzuordnen.

An den heiteren Tagen im Monat August zeigt die Zerstreuung einen recht regelmäßigen

Tabelle II.

Monat		Tag	Stunde	Bemerkungen
	Maxima			
August	a_- 6,14	16	6 p. m.	Gegen Abend fernes Gewitter im Norden.
	a_+ 6,36	9	6 p. m.	heiter.
Septbr.	a_- 7,34	11	6 p. m.	bedeckt; starker Südwind.
	a_+ 7,62	11	6 p. m.	bedeckt; starker Südwind.
	Minima			
August	a_- 1,42	6	12 m.	bedeckt; vormittags Regen mit Unterbrechungen.
	a_+ 1,26	20	10 a. m.	bedeckt; tiefliegender Nebel.
Septbr.	a_- 1,04	8	8 a. m.	heiter; leichter Nordwestwind.
	a_+ 0,88	8	8 a. m.	heiter; leichter Nordwestwind.

Verlauf. Nimmt man die erste Beobachtung am Morgen (10^h a. m.) aus, bei der die negative Zerstreuung überwiegt, so findet man durchweg ein Überwiegen der positiven Zerstreuung. Sie nehmen dann beide, wenngleich nicht proportional, bis 6^h p. m. zu. Auf Grund der zu Moncalieri angestellten Beobachtungen läßt sich über das Minimum, das manche Beobachter gegen Mittag gefunden haben, nichts aussagen. Scharf ausgeprägt ist hingegen das Minimum in den Morgenstunden, und ich trage kein Bedenken, anzunehmen, daß die um 10^h a. m. verzeichneten Werte bereits auf den aufsteigenden Ast der Kurve zu verlegen sind, die um 6^h und um 8^h a. m. durch korrespondierende Werte gehen würde. Ich trage hiergegen um so weniger Bedenken, als in dem betreffenden Tale zu jeder Jahreszeit der Morgen fast immer von einem leichten Nebel begleitet ist, der zum großen Teile von dem durch das Tal fließenden Po herrührt.

Tabelle III.

August.

	10^h a. m.			12^h			2^h p. m.			4^h p. m.			6^h p. m.			8^h p. m.		
	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q
Heitere Tage	2,38	2,23	1,06	2,93	2,98	0,99	3,16	3,76	0,84	3,82	4,01	0,99	4,17	4,40	0,99	4,02	4,18	0,96
Halb bedeckte Tage . .	2,47	2,63	0,97	2,79	2,61	1,06	5,12	4,56	1,12	4,23	4,17	1,07	4,38	3,79	1,23	3,55	3,60	0,98
Bedeckte Tg.	2,08	2,12	1,03	2,36	2,66	0,93	3,78	3,92	0,96	3,12	3,19	1,03	2,71	2,99	0,90	2,47	2,53	0,99
Gewittertage	2,17	2,14	1,02	2,40	2,94	0,86	2,78	3,00	0,93	3,61	4,38	0,82	4,52	3,82	1,28	3,21	3,08	1,06
Nebeltage . .	1,94	1,84	1,08	2,39	2,46	1,02	3,16	3,76	0,86	3,29	3,56	0,98	3,06	3,16	0,99	2,57	2,60	1,00

Tagesmittel	a_-	a_+	q
Heitere Tage	3,41	3,59	0,97
Halb bed. Tage. . . .	3,75	3,56	1,07
Bedeckte Tg.	2,75	2,90	0,97

September.

	6^h a. m.			8^h a. m.			10^h a. m.			12^h			2^h p. m.			4^h p. m.			6^h p. m.		
	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q
HeitereTg.	3,44	3,05	1,16	1,96	1,93	1,04	2,63	2,82	0,95	2,42	3,22	0,82	3,02	3,39	0,92	3,53	4,19	0,88	4,23	3,83	1,15
Halb bed. Tage. . .	4,96	4,42	1,14	2,83	3,18	0,87	3,79	4,09	0,93	4,39	4,35	1,03	4,86	5,40	0,91	4,89	5,12	0,95	4,98	5,26	0,95
Bed. Tage	4,47	3,65	1,30	2,82	3,32	0,84	3,63	3,89	0,97	4,20	4,13	1,03	4,68	5,05	0,91	5,13	5,38	0,95	5,58	5,77	0,96

Tagesmittel	a_-	a_+	q
HeitereTg.	3,03	3,20	0,99
Halb bed. Tage. . .	4,39	4,55	0,97
Bed. Tage	4,37	4,45	0,99

Die heiteren Septembertage berechtigen schon wegen der besseren Verteilung der Beobachtungen zu eingehenderen Betrachtungen. Die ersten Morgenstunden und die letzten Nachmittagsstunden (6^h a. m., 8^h a. m., 6^h p. m.) zeigen stärkere negative Zerstreuung, wie aus dem Werte von q ersichtlich wird, der hier größer als 1 ist. Die übrigen Stunden weisen höhere positive Zerstreuung auf. Diese Erscheinung findet eine einleuchtende Erklärung durch den Umstand, daß sowohl morgens als abends die Feuchtigkeit höher und die Kondensation leichter ist, und daß aus diesen beiden Gründen im Verein die Anzahl der freien negativen Ionen kleiner wird und damit auch die Geschwindigkeit ihrer Bewegung abnimmt[1]). Daher muß die Bildung der leichten Nebelschicht und des Reifes, die man besonders in tiefgelegenen Ebenen am Morgen und am Abend beobachtet, ein Überwiegen der positiven Ionen und dementsprechend eine größere negative als positive Zerstreuung zur Folge haben. Dieser Deutung widersprechen die Beobachtungen im August durchaus nicht.

Der kleinste Wert für a_- und für a_+ fällt in die ersten Stunden nach Sonnenaufgang und der höchste Wert für a_- auf 6^h p. m. und für a_+ auf 4^h p. m., für beide stets in die Nachmittagsstunden und nicht in die Frühstunden. Auch aus diesen Beobachtungen würde sich keine Abnahme gegen Mittag ergeben; nur a_- nimmt ab, während a_+ weiter ansteigt.

Beobachtet man die halb bedeckten Tage, so bemerkt man einen hervortretenden Unterschied zwischen den Monaten August und September. Während im August die negative Zerstreuung überwiegt, herrscht im September die positive vor. In beiden Fällen finden wir jedoch ziemlich hohe Werte, und das wird sicherlich seinen Grund in den aufsteigenden Luftströmungen haben, die fast immer die Kumulusbildung im Sommer begleiten. Der regelmäßige Gang im August verschwindet fast vollständig, während der Verlauf im September fast mit dem an heiteren Tagen identisch ist. Berücksichtigt man nur die Beobachtungen im September, so sind die Werte für a_+ und a_- an halb bedeckten Tagen höher als an heiteren; berücksichtigt man aber auch die Beobachtungen im August, so findet man für a_- einen höheren und für a_+ einen etwas niedrigeren Wert.

1) Um einen Begriff davon zu geben, welchen Einfluß die relative Feuchtigkeit auf die Ionengeschwindigkeit ausübt, teile ich die folgenden von A. Gockel (Meteorol. Zeitschr., Januar 1908, S. 12) angegebenen Werte mit:

Relative Feuchtigkeit	31—40	41—50	51—60	61—70	71—80	81—90	91—100
V_-	1,33	1,28	1,05	1,06	1,06	0,95	1,02
V_+	1,22	0,99	1,07	0,93	0,92	0,90	0,98

Gockel bemerkt dazu, daß die Werte in der letzten Spalte nicht als sicher gelten können, weil bei der hohen Feuchtigkeit Zweifel darüber entstehen können, ob die Isolationsbedingungen des Apparates noch die besten sind.

Bemerkenswert ist der Umstand, daß im September sowohl die positive als die negative Zerstreuung während der bedeckten Tage stärker ist als an heiteren Tagen, daß sie dagegen im August kleiner ist. Das Beobachtungsmaterial, das ich gesammelt habe, reicht allerdings nicht aus, um zu entscheiden, auf welche Ursache dieser Umstand zurückzuführen ist, ob auf Eigentümlichkeiten im allgemeinen Gange der meteorologischen Faktoren, oder auf örtliche Besonderheiten; immerhin kann es zur Erklärung für einige Ergebnisse dienen, welche verschiedene Beobachter erhalten haben, und die einander widersprechen. Einige Forscher haben nämlich an heiteren Tagen höhere Werte beobachtet, andere an bedeckten oder halb bedeckten. Diese Unstimmigkeit verdient besondere Beachtung, und vielleicht wird man bei eingehender Vergleichung entscheiden können, worauf sie zurückzuführen ist.

Eine weitere Eigentümlichkeit zeigt sich an bedeckten Tagen: während nämlich im September das Maximum auf 6^h p. m. fällt, fällt es im August auf 2^h p. m., oder, wenn ich diese vereinzelte Beobachtung nicht mit berücksichtigen will, auf 4^h p. m. Nach dieser Zeit nimmt die Zerstreuung bis zum Abend regelmäßig ab. Diesen Verlauf beobachtet man auch an halb bedeckten Tagen.

Was nun die Gewittertage angeht, so fand sich besonders in bezug auf den Wert von q eine Regelmäßigkeit. So beobachtete ich beispielsweise am 7., an dem um 1^h p. m. ein Gewitter auftrat, morgens ein Vorherrschen der positiven Zerstreuung, das bis 4^h p. m. zunahm, wo dann $q = 0{,}48$ wurde. Man kann aber nicht sagen, daß jedes Gewitter, oder auch nur die Mehrzahl solcher, von einer höheren positiven Zerstreuung begleitet würde. Am 21. nämlich, an dem gegen Abend im Norden ein Gewitter losbrach, war die negative Zerstreuung viel größer, so daß man von einem Minimum für $q = 0{,}95$ um 10^h a. m. zu einem Maximum, $q = 1{,}81$, um 6^h p. m. kam. Das einzige, was sich aus meinen Beobachtungen folgern läßt, ist, daß entweder beide Zerstreuungen, oder wenigstens eine von ihnen, einen ziemlich unregelmäßigen Verlauf zeigen. Wenn E. v. Schweidler[1]) gefunden hat, daß am Morgen von Gewittertagen die Werte für die Zerstreuung hoch sind, und daß man ferner sagen kann, daß, wenn man morgens hohe Werte findet, im Laufe des Tages ein Gewitter eintreten wird, so sind seine

1) E. v. Schweidler, Wien. Ber., Dez. 1905, S. 1713.

Ergebnisse durch meine Beobachtungen in Moncalieri nicht bestätigt worden.

Über die Nebeltage ist wenig zu sagen: Die Beobachtungen anderer Forscher, nach denen der Nebel die Zerstreuung verringert, finden sich vollkommen bestätigt. Die Stunden, zu denen man im Monat August für gewöhnlich Nebel haben kann, sind die Morgenstunden, und die niedrigsten Werte, die zuweilen um 10^h a. m. beobachtet wurden, sind gerade die, welche Nebeltagen entsprechen.

Aus meinen Beobachtungen lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1. Der Gang der Zerstreuung ist an heiteren Tagen regelmäßig: er zeigt ein Maximum in den Nachmittagsstunden und ein Minimum in den Frühstunden; die positive Zerstreuung überwiegt.
2. Die halb bedeckten und bedeckten Tage im September zeigten eine höhere Zerstreuung als die heiteren Tage. Im August war an halb bedeckten Tagen nur der Wert von a_- größer; an bedeckten Tagen war die Zerstreuung kleiner als an heiteren Tagen.
3. Das relative Minimum um Mittag habe ich nicht gefunden.
4. An Gewittertagen zeigte eine der beiden Zerstreuungen einen recht unregelmäßigen Verlauf, und zwar zuweilen a_+, zuweilen a_-.
5. Talnebel verursachte ein starkes Sinken der positiven wie der negativen Zerstreuung.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 23. Mai 1909.)

Über die Bildung von Ozon durch ultraviolettes Licht[1]).

Von Franz Fischer.

In No. 6, Band 147 der Comptes rendus, Seite 354, Jahrgang 1908 befindet sich eine Publikation der Herren H. Bordier und T. Nogier: „Recherches sur la cause de l'odeur prise par l'air soumis aux radiations ultra-violettes émises par la lampe à vapeur de mercure". Die Verfasser suchen darin zu zeigen, daß der Geruch, den die Luft an der brennenden Quarz-Quecksilberlampe annimmt, von der Einwirkung freier elektrischer Ladungen auf die Geruchsnerven herrührt, und nicht, wie sie erst „avec plusieurs autres physiciens (Fr. Fischer, F. Braehmer)" geglaubt hatten, von Ozon.

Ich hatte angenommen, daß sich die Verfasser in kurzer Zeit selbst von dem Irrtum, der ihnen unterlaufen war, überzeugen und eine Berichtigung bringen würden. Da dies bis heute nicht geschehen ist, glaube ich im Interesse der Sache die Richtigstellung nicht länger aufschieben zu dürfen.

I.

Der Übersichtlichkeit halber will ich punktweise vorgehen.

1. Die Herren Bordier und Nogier konnten an ihrer Quarzlampe nur sogenannten „Ozongeruch", aber „malgré l'emploi des réactifs les plus sensibles" keine Spur von Ozon mit Reagenzien nachweisen.

2. Der Geruch trat auch bei der Bestrahlung von Kohlendioxyd und von Stickstoff auf, also kann es sich nach *B* und *N* nicht um Ozon handeln.

3. Wurde nun das Gas nach der Bestrahlung durch ein geerdetes Metallrohr geleitet, so verschwand der Geruch an der Austrittsstelle. War das Rohr 5 cm lang, so war der Geruch noch nicht ganz weg. Machten die Verfasser das Metallrohr länger, so daß alles Gas sicher mit der Rohrwand in Berührung kam, so verschwand der Geruch an der Austrittsstelle.

4. Wurde das geerdete Metallrohr durch ein Glasrohr ersetzt, so roch das austretende Gas noch.

Also, sagen nun Herr Bordier und Herr Nogier, hat das geerdete Metallrohr die Ladungen, die auf Geruchsnerven wirken, weggenommen, das isolierende Glasrohr hat sie durchgelassen.

II.

Diesen Ergebnissen will ich erst diejenigen von Braehmer und mir[1]) entgegenstellen, die den Herren Bordier und Nogier vermutlich nur in einem Referate bekannt geworden sind.

Wir haben damals das Ozon, das sich in Luft an der Quarzlampe bildet, nicht nur qualitativ mittels Tetramethylbasenpapier[2]), sondern auch quantitativ durch Durchleiten durch Jodkalium-Lösung und Titration bestimmt. Wir haben sogar die Einflüsse der verschiedensten Faktoren, wie Gastemperatur, Bestrahlungszeit und Lichtstärke untersucht und sind schließlich zu 0,25 prozentigem Ozon gekommen.

Wir haben ferner eine Geißler-Röhre aus Quarz, die bekanntlich Ozongeruch verbreitet[3]),

1) Aus dem Chemischen Institut der Universität Berlin.

1) Franz Fischer und F. Braehmer, Berichte der Deutsch. Chem. Ges. **38**, 2633, 1905; **39**, 940, 1906; diese Zeitschr. **6**, 576, 1905; **7**, 312, 1906.

2) Franz Fischer u. H. Marx, Ber. d. deutsch. chem. Ges. **39**, 2555, 1906.

3) Goldstein, Ber. d. deutsch. chem. Ges. **36**, 3042, 1903.

in flüssige Luft getaucht und so das entstehende Ozon kondensiert.

Beim Absieden der flüssigen Luft hinterblieb Ozon, nachgewiesen durch den Geruch und die Violettfärbung von Tetramethylbasenpapier.

Wir haben also den Nachweis der Ozonbildung so sicher und einwandfrei erbracht, wie er nur erbracht werden kann.

III.

Worin liegt nun der Irrtum der Herren Bordier und Nogier? Die Besprechung der 4 Punkte wird es zeigen.

ad 1. Der Geruchssinn ist bekanntlich das empfindlichste Reagens auf Ozon, er versagt also erst, wenn alle Reagenzien versagt haben.

ad 2. Der Stickstoff ist wohl nicht frei von Spuren von Sauerstoff gewesen. Kohlendioxyd, auch ganz reines, läßt sich bekanntlich sehr leicht unter gleichzeitiger Bildung von CO ozonisieren.

ad 3 und 4. In Metallröhren wird O_3 katalytisch zerstört und zwar um so vollständiger, je vollständiger der Kontakt mit der Rohrwand ist. In Glasröhren geschieht dies nicht in merklichem Maße. Die Herren Bordier und Nogier hätten das Gas auch einmal durch ein nicht geerdetes Metallrohr gehen lassen sollen, dann hätten sie sich wohl von der Bedeutungslosigkeit der Erdung in diesem Falle überzeugt.

Schluß.

Mir scheint demnach, daß die Herren Bordier und Nogier sich geirrt haben und daß die Bildung des Ozons durch das ultraviolette Licht der Quarzlampe als eine Tatsache bestehen bleibt, genau so, wie mein damaliger Mitarbeiter Herr Braehmer und ich sie mitgeteilt haben. Der Vollständigkeit halber sei nur noch hinzugefügt, daß, wie wir seinerzeit auch hervorgehoben haben, die erste Beobachtung über die Bildung von Ozon durch ultraviolettes (Funken-)Licht überhaupt gar nicht von uns, sondern von Lenard[1]) stammt.

1) Lenard, Ann. d. Phys. 1, 486, 1900.

Berlin, im Juni 1909.

(Eingegangen 8. Juni 1909.)

BESPRECHUNGEN.

A. Geikie, Kurzes Lehrbuch der physikalischen Geographie. Autorisierte deutsche Ausgabe v. B. Weigand. 2. verbesserte u. vermehrte Auflage. 8. X u. 386 S. mit 77 Holzschnitten, 5 Vollbildern u. 13 Karten. Straßburg, K. J. Trübner. 1908. M. 4.50, gebunden M. 5.20

Der bekannte Name des Verfassers ist für das Buch schon Empfehlung genug. Von den einfachsten Beobachtungen, die jedermann selbst anstellen kann, führt der Verfasser immer tiefer in sein Wissensgebiet ein. Er behandelt den Zustand unserer Erdoberfläche und die Naturerscheinungen, die an seiner Änderung fortgesetzt tätig sind. Nach einer kurzen astronomischen Einleitung folgen Abschnitte über die Luft und das Meer (u. a. Zusammensetzung, Temperatur, Bewegungen) und das Festland (Vulkane, Gewässer, Umgestaltung, Erdmagnetismus). Ein Kapitel über Tier- und Pflanzengeographie macht den Schluß. Im Gegensatz zu den entsprechenden Abschnitten der Arrheniusschen kosmischen Physik wird auf mathematisch-theoretische Entwicklungen verzichtet. Gerade dadurch kann das Buch zu einem direkt volkstümlichen werden. Andrerseits hält es sich aber auch von jeder Oberflächlichkeit weit entfernt. Die Darstellung ist so anschaulich und fesselnd, daß auch der Fachmann, der den Stoff kennt, großen Genuß beim Lesen haben wird. Die Ausstattung mit Abbildungen und Karten ist in Anbetracht des billigen Preises ausgezeichnet. Kochan.

K. W. Wagner, Elektromagnetische Ausgleichsvorgänge in Freileitungen und Kabeln. (Mathemat.-physikalische Schriften für Ingenieure und Studierende. Heft 2.) 8. 109 S. mit 23 Textfiguren. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. M. 2.40

Das ca. 100 Seiten starke Bändchen behandelt den mathematischen Stoff eines für den Elektrotechniker hochaktuellen, für den Physiker interessanten Themas in außerordentlich klarer Weise. Wenn dagegen Verfasser zu manchen Resultaten kommt, die mit den Erfahrungen der Praxis nicht übereinzustimmen scheinen, so liegt das daran, daß bei verschiedenen Problemen die mathematisch formulierten Grenzbedingungen die in der Natur wirklich vorhandenen doch nicht genau wiedergeben. Ich nenne nur die Auffassung eines unbelasteten Transformators als reiner Selbstinduktion unter Vernachlässigung der Kapazität der Spulen oder die Bedingung, daß an den Klemmen eines Generators die Spannung auf einem er-

zwungenen Wert festgehalten werde, während man mit Pupin genauer zwischen den Maschinenklemmen z. B. eines Wechselstromgenerators eine sinusförmig veränderliche EMK., Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität anzunehmen hat. Der erfahrene Leser wird aber leicht das Geltungsbereich der gegebenen Theorien erkennen und durch das Buch manche Anregung gewinnen können, gerade vielleicht, weil dadurch durchaus noch nicht alle Probleme dieses Gebietes gelöst sind.

K. Simons.

Gustav Jäger, Theoretische Physik. IV. Teil: Elektromagnetische Lichttheorie und Elektronik. 174 S. kl. 8. Sammlung Göschen, No. 374. Mit 21 Figuren. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung. 1908. Gebunden M. 0,80

Bei der Besprechung des zweiten und dritten Teiles von Jägers Theoretischer Physik (diese Zeitschr. 7, 71, 1906) konnte ich mitteilen, daß Verfasser und Verleger den Plan hegten, das Werk durch Herausgabe eines vierten Bändchens zu erweitern. Dieses vierte Bändchen ist nunmehr erschienen und schließt sich seinen drei älteren Geschwistern in jeder Weise würdig an. — Inhaltlich zerfällt das Büchlein in die Abschnitte „Elektromagnetische Lichttheorie, Strahlung, Elektronik", denen als Anhang einige Paragraphen über die Elastizitätstheorie beigefügt sind.

Max Iklé.

Tagesereignisse.

Internationaler Kongreß für Radiologie und Elektrizität unter dem Patronat der belgischen Regierung sowie unter dem Patronat der Société française de physique. Brüssel 1910.

Vorläufiges Programm.

Erste Sektion: Terminologie. — Radiometrie.

Terminologie. — Grundbegriffe: Ionen, Elektronen, Korpuskeln usw. Vereinheitlichung der Bezeichnungsweise.

Radiometrie. — Allgemeine Meßmethoden, Apparate, Einheiten. — Maß der Radioaktivität; Hülle oder Träger des radioaktiven Elements; sein Einfluß, seine Vereinheitlichung. Feststellung der Strahlungseinheit; Einheiten. — Angewandte Radiometrie.

Zweite Sektion: Physikalische Wissenschaften.

A. Grundlegende Theorien und Hypothesen.

Der Äther, seine Manifestationen, seine Eigenschaften und seine Beziehungen zur Materie.
Elektrische und magnetische Felder.
Elektronen und Ionen; deren Entstehung und Eigenschaften.
Elektrische und magnetische Eigenschaften der Körper; metallisches Leitvermögen; Elektrolyte; Dielektrizität; Magnetismus.
Berührungselektrizität.
Thermoelektrizität.
Kapillarelektrische Erscheinungen.

B. Strahlungsforschung.

Strahlungserzeugung.
Emission und Absorption; Strahlungsvorgänge.
Beobachtung und Analyse der Strahlungen, Spektroskopie.
Chemische und physikalische Wirkungen der Strahlungen. Phosphoreszenz.
Elektro- und Magnetooptik, Zeemanphänomen.
Angewandte Strahlungslehre, verschiedene Apparate.

C. Radioaktivität.

Radioaktive Körper: deren Aufzählung, unterscheidende Merkmale, Trennungsmethoden. Allgemeine Radioaktivität der Materie.
Eigenschaften der radioaktiven Stoffe.
Radioaktive Umwandlungen: Emanation, induzierte Aktivität usw. Atomzerfall.
Radioaktive Konstanten.

D. Atomistik.

Zahl, Ladung, Masse und Geschwindigkeit der Teilchen.
Molekular- und Atomstruktur; Erklärung der Wertigkeit.
Kolloide, besonderer Zustand; Brownsche Molekularbewegung.

E. Kosmische Erscheinungen.

Elektrisches Feld der Erdatmosphäre; sein Ursprung; Schwankungen im elektrischen Potential der Atmosphäre; Ionisation der Atmosphäre.
Luftelektrische Observatorien und deren Organisation.
Systematische Aufzeichnung der luftelektrischen Erscheinungen.
Radioaktivität der Atmosphäre und der atmosphärischen Niederschläge.
Verteilung der radioaktiven Elemente auf der Erdoberfläche und im Erdinnern.
Erdmagnetismus. Nordlichter und magnetische Gewitter.
Sonnenstrahlung; Heterogenität und Veränderlichkeit des Feldes dieser Strahlung; ihr Einfluß auf die terrestrischen Vorgänge.
Magnetische Felder der Sonne.

Dritte Sektion: Biologische Wissenschaften.

A. Biologie im eigentlichen Sinne.

In diese Abteilung sollen alle Fragen eingereiht werden, welche die Wirkung der verschiedenen Strahlungen auf den Organismus betreffen.

Bis jetzt sind Berichte über folgende Gegenstände angemeldet:

1. Wirkung der Röntgenstrahlen und der Radioaktivität auf die Zellelemente.
2. Wirkungen der Strahlungen im allgemeinen auf die Entwickelung der Pflanzen.

Medizinische Radiologie.

B. Radiodiagnostik.

Diese Abteilung umfaßt sämtliche medizinische Anwendungen der Radioskopie und der Radiographie.

Bis jetzt stehen Berichte über folgende drei Gegenstände auf der Tagesordnung:

1. Schnell-Radiographie, Moment-Radiographie.
2. Untersuchung des Magens und der Eingeweide vom physiologischen wie vom pathologischen Standpunkte aus.
3. Endodiaskopie.

C. Radiotherapie.

In diese Abteilung sollen alle die Arbeiten eingereiht werden, welche die Behandlung verschiedener Krankheiten durch eine der folgenden Strahlungsarten zum Gegenstand haben, nämlich

a) Röntgenstrahlen,
b) Radioaktivität,
c) sonstige Strahlungsarten.

Bis jetzt stehen Berichte über folgende Fragen auf der Tagesordnung:

1. Die Filtrierung der Strahlung (Röntgenstrahlen und Radioaktivität).
2. Radioaktive Medikamente.
3. Behandlung von Gefäßneubildungen durch Radium.



4. Der heutige Stand des Lichtheilverfahrens und seine verschiedenen Arten.

Bemerkung: Die Angaben dieses Programms sollen nur Fingerzeige bieten und keinerlei Beschränkungen auferlegen.

Mit dem Kongreß soll eine Sonderausstellung solcher Apparate verbunden werden, die zu diesen Verhandlungsgegenständen in Beziehung stehen.

Auszug aus der Geschäftsordnung.

Artikel 2.

Mitglieder des Kongresses sollen sein:

1. Die Delegierten der belgischen Verwaltungsbehörden und die Delegierten der auswärtigen Regierungen[1]);
2. die Stifter, welche einen Beitrag von mindestens 100 Fr. leisten;
3. Personen, die einen Beitrag von 20 Fr. zahlen.

Nur die Mitglieder erhalten die Veröffentlichungen.

Die Ehefrauen der Kongreßteilnehmer, sowie ihre unverheirateten Kinder können sich gegen eine ermäßigte Gebühr von 10 Fr. als Begleiter einschreiben lassen. Dieselbe Vergünstigung wird den Studierenden gewährt.

Artikel 3.

Nur die Kongreßmitglieder und die Begleiter haben die Berechtigung zur Teilnahme an den Arbeiten des Kongresses und zu den Sitzungen, Ausflügen usf.

Die Teilnehmer erhalten sämtliche vor und nach dem Kongresse erscheinenden Veröffentlichungen. Sie haben gegen Vorzeigung ihrer Teilnehmerkarte freien Eintritt zur Brüsseler Ausstellung.

Gesuche um Preisermäßigungen für die Eisenbahnfahrten sind an die verschiedenen beteiligten Behörden zu richten.

Anmeldungen, sowie Mitteilungen jeglicher Art sind zu richten an das

Sécrétariat général du Comité organisateur,
1, rue de la Prévôté,
Brüssel.

1) Die auswärtigen Regierungen werden seitens der belgischen Regierung eingeladen werden, sich auf dem Kongresse vertreten zu lassen.

(Aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

Ein **Internationaler Kongreß für angewandte Photographie in Wissenschaft und Technik** wird im Zusammenhang mit der Internationalen Photographischen Ausstellung vom 11. bis zum 15. Juli d. J. in Dresden tagen. Der Vortragsliste entnehmen wir:

Prof. Dr. E. Dolezal-Wien: Photogrammetrie, P. H. Eijkman-Scheveningen: Neue Anwendungen der Röntgenstereoskopie, Dr. K. Kieser-Düsseldorf: Sensitometrie photographischer Papiere, Prof. Dr. Konen-Münster: Spektrographie, Dr. A. Kopf, Königsstuhl-Observatorium-Heidelberg: Die Photographie in der Astronomie, A. u. L. Lumière (Dr. Seyewetz): Die Autochromplatte (Projektionsvortrag), C. K. Mees-London: Report on the present condition of Sensitometry, Prof. Dr. A. Miethe-Charlottenburg: Herstellung von Schumannplatten, Dr. Panconcelli-Calzia-Marburg: Anwendungen der Photographie in der experimentellen Phonetik (Physiologie der Stimme und Sprache), Prof. R. A. Reiß-Lausanne: Die Photographie im Dienste der Rechtspflege, Dr. W. Scheffer-Berlin: Mosaikrasterplatten zur Farbenphotographie mit Demonstrationen von Chromieen auf Mosaikrasterplatten, Prof. C. W. Schillings-Weiherhof: Beiträge zur Photographie freilebender Tiere.

Anmeldungen sind zu richten an den Schriftleiter des Kongresses, Herrn Dr. H. Weisz, Dresden-A., Winckelmannstraße 27, welcher in allen Kongreßangelegenheiten Auskunft erteilt. Kongreß-Programme sind von demselben zu beziehen.

Briefkasten.

Im Anschluß an die Ausführungen des Herrn H. Th. Simon über ein elektrodynamisches Telephon in dieser Zeitschrift **10**, 310, 1909, erlaube ich mir zu bemerken, daß ich ähnliche Telephone bereits im Jahre 1900 ausgeführt habe. Ein diesbezüglicher kurzer Hinweis findet sich zum Beispiel im „Mechaniker" **10**, 64, 1902, sowie in meiner Broschüre: Neuere elektrophysikalische Erscheinungen, 2. Aufl., I, 156, 1907.

Nicht uninteressant dürfte auch der Hinweis sein, daß schon Lodge bei seinen bekannten Versuchen mit Induktionstelegraphie einen Empfangsapparat mit schwingender Spule benutzte, da ein gewöhnliches Telephon zu unempfindlich war (vgl. Electrician **42**, 269, 305, 366, 402, 1898/99).

Berlin, 8. Mai 1909. Ernst Ruhmer.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der deutschen Universität Prag Dr. F. Lippich für physiologische Chemie.

Ernannt: Der Vorstand der Württembergischen Fachschule für Mechanik Professor Dr. Göpel zum Mitglied und Abteilungsvorsteher der Physikalisch-technischen Reichsanstalt in Berlin, der a. o. Professor an der Universität Tübingen Dr. Ludwig Maurer zum ord. Professor der Mathematik ebenda, der a. o. Professor an der Universität Straßburg Dr. Volkmar Kohlschütter zum o. Professor der Chemie und Direktor des anorganischen Laboratoriums an der Universität Bern.

Berufen: Der Professor an der Berliner Landwirtschaftl. Hochschule Dr. E. Buchner als ord. Professor der Chemie und Direktor des Chemischen Instituts nach Breslau als Nachfolger Ladenburgs.

Verliehen: Den Mitgliedern der Physikalisch-technischen Reichsanstalt Professoren Dr. Arnold Leman, Dr. Ernst Gumlich und Dr. Ludwig Holborn der Charakter als Geheimer Regierungsrat, dem Privatdozenten für technische Elektrochemie an der Technischen Hochschule zu Karlsruhe Dr. Paul Askenasy der Titel als a. o. Professor.

Gestorben: Der Professor der Mechanik an der Eidgenössischen Polytechnischen Schule in Zürich Dr. A. Herzog.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 14. 15. Juli 1909. 10. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 15 am 17. Juli 1909.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über den Einfluß des Polarisationszustandes des erregenden Lichtes auf die Elektronenemission an Alkalimetallflächen.

Von J. Elster und H. Geitel.

Vor längerer Zeit haben wir einen Versuch beschrieben, der einen Zusammenhang zwischen der Stärke des photoelektrischen Stromes und der Lage der Schwingungsebene des erregenden Lichtes zur bestrahlten Oberfläche erkennen ließ[1]). In einer kugelförmigen Vakuumzelle aus Glas ist die Kathode von einer spiegelreinen Fläche der flüssigen Kalium-Natriumlegierung gebildet, als Anode dient ein Platindraht, der Druck der im wesentlichen aus Wasserstoff bestehenden Gasfüllung liegt bei $^1/_3$ mm *Hg*. Die Zelle ist zugleich mit einem Drehspulgalvanometer (Empfindlichkeit 10^{-10} Amp.) in den Schließungskreis einer Akkumulatorenbatterie von etwa 100 Volt eingeschaltet, durch einen großen Nicol fällt ein Strahlenbündel linear polarisierten Lichtes von einer Zirkon- oder bequemer von einer 20kerzigen Nernstlampe in etwa 80 cm Abstand durch eine parallel machende Linse und eine Blende von kleinerem Querschnitte als der des Nicols auf die Alkalimetallfläche unter einem beliebigen, aber von Null wesentlich verschiedenen Einfallswinkel auf. Bei stetiger Drehung des Nicols in gleichem Sinne beobachtet man eine periodische Veränderung des photoelektrischen Stromes, dessen Maxima dann eintreten, wenn der elektrische Vektor des Lichtstrahles in der Einfallsebene schwingt (die Polarisationsebene des Lichtes steht dann zur Einfallsebene senkrecht), während die Minima bei den um 90^0 verschiedenen Stellungen des Nicols, also beim Zusammenfallen des magnetischen Vektors mit der Einfallsebene des Strahles, gefunden werden. Die maximale wie die minimale Stromstärke ist vom Einfallswinkel abhängig; ist dieser Null, so sind sie, wie ohne weiteres ersichtlich, einander gleich, während aber die minimale mit wachsendem Einfallswinkel andauernd abnimmt, erreicht die maximale in der Nähe eines Winkels von 60^0 einen Höchstwert. Ähnlich wie die flüssige Kaliumnatriumlegierung verhalten sich auch die Amalgame der Metalle Rubidium, Cäsium, Kalium, Natrium, deren Alkalimetallgehalt so bemessen ist, daß sie bei gewöhnlicher Temperatur gerade noch flüssig sind. Die Verwendung flüssiger Kathoden ist deshalb geboten, weil die starren Alkalimetalle und ihre Amalgame stets eine kristallinisch rauhe Oberfläche zeigen und keine Mittel bekannt sind, diese im Vakuum in eine so vollkommene Spiegelfläche überzuführen, wie sie zu diesen Versuchen erforderlich ist und wie sie sich bei flüssigen reinen Metallen von selbst herstellt.

Die Beobachtungen lassen sich angenähert unter der Annahme zusammenfassen, daß der photoelektrische Strom proportional mit der an der bestrahlten Oberfläche absorbierten Lichtmenge zunimmt, nur ist der Proportionalitätsfaktor für die in der Einfallsebene liegende Komponente des elektrischen Vektors größer als für die dazu senkrechte zu rechnen, bei der *NaK*-Legierung ergab sich als Verhältnis der beiden Faktoren 30 : 1.

Seit der Veröffentlichung dieser Arbeit sind mehrere Tatsachen bekannt geworden, die für die Auffassung des lichtelektrischen Effekts

1) J. Elster u. H. Geitel, Sitzungsber. der Berl. Akad. der Wissenschaften **6**, 134, 1894 und 11, 209, 1895; ferner Wied. Ann. **52**, 440, 1894; **55**, 684, 1895; **61**, 445, 1897.

wesentliche Bedeutung haben. Es ist dies besonders der von Lenard geführte Nachweis der Emission negativer Elektronen als primärer Wirkung des Lichtes an der bestrahlten Fläche und die Bestimmung ihrer Geschwindigkeit durch Anlegung verzögernder Potentiale. Der photoelektrische Strom wird hiernach teils durch jene Elektronen selbst vermittelt, teils durch die von ihnen erst erregte sekundäre Elektronenstrahlung, sowie durch die von beiden bewirkte Ionisierung der Gasreste in der Zelle. Die letztere Wirkung erfordert die Anwendung beschleunigender Potentiale von mehr als 11 Volt und verschwindet im äußersten Vakuum von selbst.

Es schien uns daher wünschenswert, die Abhängigkeit des photoelektrischen Effektes von der Lage der Schwingungsebene eines linear polarisierten erregenden Strahles von neuem zu untersuchen, mit besonderer Rücksicht auf die Frage, wie die Menge und die Geschwindigkeit der ausgesandten Elektronen durch die Stellung der Schwingungsebene zur Einfallsebene bestimmt sind, ähnlich wie Lenard[1]) und Ladenburg und Markau[2]) den Einfluß der Wellenlänge bei ultraviolettem Licht studiert haben.

Nun zeigt sich, soweit unsere Erfahrungen reichen, die Abhängigkeit des photoelektrischen Vorgangs vom Polarisationszustande des Lichtes nur an Alkalimetallen und deren Legierungen im Vakuum, wenn solche von Licht aus dem sichtbaren Bereiche des Spektrums getroffen werden. Hierin liegt einerseits ein großer Vorteil, insofern als besondere Vorkehrungen zur Herstellung ultravioletten Lichtes sowie Quarzlinsen und Quarzfenster in den Vakuumzellen überflüssig werden. Andererseits bringt aber der Gebrauch der Alkalimetalle soviel Schwierigkeiten und Verwickelungen mit sich, daß es vieler Zeit und Mühe bedurft hat, ihrer auch nur teilweise Herr zu werden.

Als lichtempfindliche Fläche benutzten wir wie früher fast ausschließlich die flüssige *NaK*-Legierung, deren Bestandteile im Gewichtsverhältnis 1 : 2 in der seinerzeit beschriebenen Weise[3]) im Vakuum zusammengeschmolzen wurden. Das Verhältnis 1:2 ist von dem der Atomgewichte 23 : 39 nicht sehr weit entfernt. Ein genaues Einhalten der letzteren Zahlen ist deshalb illusorisch, weil die Metalle auch nach sorgfältigem mechanischen Reinigen von Oxyd und Petroleum und mehrmaligem Waschen mit Benzin beim Zusammenschmelzen stets einen beträchtlichen Rückstand lassen, da sie ja nicht anders als mit einer dicken Oxydhaut behaftet in das zu evakuierende Schmelzgefäß gebracht werden können: Die Legierung hat also von Fall zu Fall nicht genau die gleiche Zusammensetzung. Wir fanden es in Rücksicht auf die zu erzielende größere Reinheit der Oberfläche vorteilhaft, einen geringen Überschuß von Natrium (wie er auch aus dem Gewichtsverhältnis 1:2 hervorgeht) anzuwenden; die Legierung vermag von jeder der beiden Komponenten beträchtliche Mengen zu lösen. Um oberflächliche Verunreinigungen durch Spuren von Oxyd (vielleicht auch Hydrid) zu beseitigen, führten wir sie erst nach mehrfachem Filtrieren durch enge Trichterröhrchen im Vakuum in die eigentlichen Zellen hinein. Die Herstellung vollkommen reiner Oberflächen, auf denen die von einem Strahl elektrischen Bogenlichts getroffene Stelle außerhalb der Einfallsebene überhaupt nicht sichtbar ist, gelingt bei genügender Sorgfalt fast mit Sicherheit. Erst bei längerem Gebrauch der Zellen entstehen schwache Trübungen der Oberflächen, während zugleich das Metall an der Glaswand zu adhärieren beginnt, wahrscheinlich infolge einer chemischen Veränderung des Glases.

Viel störender, als die hierin liegende Schwierigkeit, ist eine andere, die sich darin zeigt, daß nicht nur die Alkalimetallfläche, sondern jedes andere Metall in der Zelle, insbesondere auch der Anodendraht, im gewöhnlichen Lichte photoelektrisch „empfindlich" wird, d. h. negative Elektronen aussendet. Die Erscheinung ist schon früher[1]) von uns beobachtet, sie ist eine Folge der Verdampfung und Sublimation der Alkalimetalle bei gewöhnlicher Temperatur, derzufolge sich die Anode mit einer empfindlichen Haut überzieht. Die Beschaffenheit des Materials, sofern es metallischer Natur ist, scheint dabei gleichgültig zu sein. Durch Ausglühen des (als Schleife gebogenen) Anodendrahtes mittels des elektrischen Stromes läßt sich der Anflug wohl beseitigen, aber nur auf sehr kurze Zeit, und die Zerstäubung des Drahtes beim Glühen verdirbt die reine Oberfläche des Alkalimetalls. Nach manchen ergebnislosen Bemühungen fanden wir, daß ein Kohlenfaden als Anode eine viel geringere Lichtempfindlichkeit als ein Platin-, Aluminium- oder Nickeldraht annahm und auch beim Ausglühen, solange man bei Rotglut stehen blieb, den Metallspiegel der Kathode nicht merklich verunreinigte. Zugleich empfiehlt sich die Kohle als Anodenmaterial noch dadurch, daß sie, von Elektronen getroffen, nach Lenard[2]) nur eine vergleichsweise geringe Sekundärstrahlung aussendet.

Gelang es zwar so, die Anode praktisch

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **2**, 359, 1900 und **8**, 149, 1902.
2) E. Ladenburg, Verh. der Deutschen Phys. Gesellschaft **9**, 504, 1907, auch diese Zeitschr. **8**, 590, 1907; E. Ladenburg u. K. Markau, ebenda **10**, 562, 1908, auch diese Zeitschr. **9**, 821, 1908.
3) J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. **43**, 227, 1891.

1) J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. **43**, 236, 1891 und **57**, 31, 1896.
2) Lenard, Ann. d. Phys. **15**, 505, 1904.

nahezu unempfindlich zu machen, so waren alle unsere Bemühungen vergeblich, das gleiche für Metallzylinder, Blenden u. dgl. zu erreichen, die wir nach dem Vorgange Lenards und seiner Nachfolger zur Begrenzung der photoelektrischen Elektronenstrahlen und zur Abschirmung etwaiger Ladungen der Glaswände in die Zellen einführten. Auch die teilweise Versilberung der inneren Zellenwand erwies sich als wertlos; die Silberfläche überzog sich mit einer so empfindlichen Schicht von Alkalimetall, daß ihre Elektronenstrahlung im Lichte von derselben Größenordnung für die Flächeneinheit war, wie die der Kalium-Natriumlegierung. Erhitzung der Silberschicht von außen her durch einen elektrisch auf konstanter Temperatur gehaltenen, spiralig um die Zelle gelegten Heizdraht verminderte den störenden Effekt nur, solange die Temperatur so hoch gehalten wurde, daß die Silberschicht sich vom Glase zu lösen begann.

Eine weitere Schwierigkeit, die sich beim Zusammensetzen der Apparate mit Alkalimetallfüllung immer wieder herausstellte, liegt in dem Auftreten von Oberflächenschichten auf diesen Metallen bei Gegenwart der Dämpfe von Kittmaterialien. Es ist unmöglich, die Größe des photoelektrischen Effektes unter sonst gleichbleibenden Umständen in einer Zelle konstant zu erhalten, zu der solche Dämpfe Zutritt haben.

Sind Kittungen unvermeidlich (als Material verwandten wir Siegellack oder das sog. Picein), so sind sie stets so anzubringen, daß zwischen ihnen und der Zelle ein Raum liegt, der blankes Alkalimetall enthält. Die darüber hinstreichenden Dämpfe — natürlich ist gutes Vakuum vorausgesetzt — erfahren dann eine Zersetzung oder Absorption, die sie unschädlich macht. Auch sehr geringe Wasserdampf- oder Sauerstoffreste lassen sich so von den Zellen fernhalten. Am einfachsten bringt man ein linsengroßes Stück Natrium in das unmittelbar an die Zelle angeschmolzene Verbindungsrohr aus Glas, das den Zusammenhang mit der Pumpe vermittelt und erhitzt es unter fortwährendem Auspumpen so lange, bis die Glaswand einen Anflug von sublimiertem Natrium zeigt.

Zur Erzielung des höchstens Vakuums haben wir neben der Kühlung ausgeglühter Kokosschalenkohle durch flüssige Luft nach Dewar meistens die Soddysche Methode der Absorption der letzten Gasreste durch erhitztes Kalziummetall angewandt. Allerdings ist dabei die Beschaffenheit des Kalziums von wesentlichster Bedeutung. Wir verdanken Herrn F. Giesel in Braunschweig ein reines chlorkalziumfreies Material, das nach der Moissanschen Methode durch Reduktion von Jodkalzium mit einem großen Überschusse metallischen Natriums hergestellt ist. Aus den beim Glühen des Gemisches verbleibenden Natriumregulus wird das Kalzium in Gestalt eines kristallinischen Pulvers durch Weglösen des Natriums in absolutem Alkohol gewonnen und nach dem Trocknen in einem zugeschmolzenen Glasgefäße verwahrt. Wenige Kubikmillimeter dieses Metallpulvers werden in ein einseitig geschlossenes Quarzröhrchen von 20 cm Länge eingeführt und dieses unter Zwischenschaltung eines Rohres mit Natriumbelag, wie soeben ausgeführt, durch Kittung an die Zelle und die Pumpe angeschlossen.

Beim Erhitzen in einer Bunsenflamme gibt das Kalziumpulver im Vakuum zuerst reichliche Mengen von Wasserstoff aus, die durch Pumpen entfernt werden. Sobald sich in dem Quarzrohr ein Spiegel sublimierten Kalziums zeigt, pflegt die absorbierende Wirkung einzusetzen. Schließt man ein Geißlersches Rohr zugleich mit an die Pumpe an, so läßt sich die fortschreitende Verdünnung leicht in bekannter Weise an dem Wechsel der Entladungsform und dem Auftreten von Funken in einer parallel geschalteten Luftstrecke zwischen Metallkugeln verfolgen.

Am besten wirkt das Kalzium bei einer Temperatur, die dicht unter der sichtbaren Rotglut liegt. Höhere Erhitzung ist auch deshalb zu vermeiden, weil der Quarz in der Glühhitze für den Wasserstoff der Flammengase durchlässig zu werden beginnt. Solange das Geißlersche Rohr benutzt wird, ist die Zelle durch einen Hahn von der Verbindung mit diesem abgeschlossen, erst wenn die Wirkung des Kalziums sich sicher zeigt, wird das Rohr abgeschaltet und die vorher schon hoch evakuierte Zelle mit dem Kalziumröhrchen verbunden. Meist sind die Messungen an den Zellen erst dann vorgenommen, wenn sie nach Erreichung des höchsten Vakuums durch Abschmelzen von der Pumpe getrennt waren. Wahrscheinlich beruht die gute Wirkung des erhitzten Kalziums in unserem Falle darauf, daß die zu absorbierenden Gasreste ausschließlich aus Wasserstoff bestehen, der bei dem Zusammenschmelzen der Natrium- und Kaliumstücke im Vakuum sich in reichlicher Menge durch die Zersetzung der Hydroxyde bildet. Dieser Wasserstoff wird von dem heißen Kalzium vollständig aufgenommen, während bei der Herstellung eines Vakuums über Resten von Luft die trägen Gase, speziell das Argon, der Bindung durch das Kalzium entgehen. Auf das ausschließliche Vorhandensein von Wasserstoff in den Zellen führen wir auch die vergleichsweise weniger günstige Wirkung des Dewarschen Kühlungsverfahrens zurück, da eben dieses Gas in gekühlter Kohle keine vollständige Absorption erfährt.

Die erste Frage, zu deren Beantwortung

wir ein Material von Beobachtungen sammelten, war die nach der Abhängigkeit der Menge der von dem Alkalimetall ausgesandten Elektronen von dem Polarisationszustande des erregenden Lichtes. Zu diesem Zwecke war die Zelle entweder für sich allein oder zugleich mit einer Akkumulatorenbatterie, deren Elementenzahl bis auf 200 gebracht werden konnte und die das beschleunigende Potential für die Elektronen lieferte, an das Drehspulengalvanometer angeschlossen. Der Unterschied gegen unsere früheren Beobachtungen lag darin, daß der Gasinhalt der Zellen nicht mehr dem „Maximum der Leitfähigkeit" entsprach, sondern dem vollkommenen Vakuum möglichst nahe gebracht war. Dabei machten wir die Wahrnehmung, daß bei kleinem oder ganz fehlendem beschleunigenden Potential der am Galvanometer gemessene Strom bei gleicher Lichtstärke von Zelle zu Zelle sehr verschieden ausfiel. So gelang es uns nicht, an einer Zelle von vorzüglicher Reinheit der Metallfläche, die einen Kohlenfaden als Anode enthielt, ohne Anlegung eines Potentials bei künstlichem Lichte einen am Galvanometer meßbaren Strom zu erhalten. Nur Sonnenlicht erwies sich als ausreichend, war aber wegen der Schwierigkeit, die Strahlen in unveränderter Richtung durch den Nicol zu senden, zu genauen Messungen nicht brauchbar. Dagegen gab eine Zelle, deren Anode ein Platindraht war, schon im Lichte eines Auerbrenners ausreichende Stromstärken. Wir gedenken auf diese Unterschiede in der Empfindlichkeit der Zellen noch bei anderer Gelegenheit zurückzukommen.

Wir lassen nun zunächst eine mit dieser empfindlichsten Zelle gewonnene Messungsreihe folgen.

Tabelle I.

A. Polarisationsebene zur Einfallsebene senkrecht.

Angelegte Spannung in Volt	Stromintensität in Skalenteilen
0,0	10,7
1,4	24,1
40	55,2
80	72,4
120	86,2
160	93,1
200	100,0
280	112,1
400	117,3

B. Polarisationsebene zur Einfallsebene parallel.

Angelegte Spannung in Volt	Stromintensität in Skalenteilen
0,0	0,0
40	1,2
80	1,5
120	1,7
160	1,9
200	2,0
400	2,0

Man erkennt, wie mit Zunahme des angelegten Potentials die ausgesandten Elektronen immer vollständiger gegen die Anode getrieben werden, bis bei etwa 280 Volt der „Sättigungsstrom" erreicht ist. Die Unterschiede in der Stromstärke, d. h. der Elektronenzahl, sind für die beiden Stellungen der Schwingungsebene des erregenden Lichtes sehr beträchtlich. Die Zelle hat den oben bezeichneten Fehler, daß auch der Anodendraht eine gewisse Lichtempfindlichkeit zeigt. Der Einfluß des Fehlers ist dadurch möglichst klein gemacht, daß durch vorgeschaltete Blenden aus schwarzem Papier die Anode gegen Licht geschützt wurde. War dies nicht der Fall, so gab die Zelle auch bei Anlegung eines „verzögernden" Potentials, das natürlich für die von der Anode ausgehenden Elektronen ein beschleunigendes war, einen Strom im entgegengesetzten Sinne.

Es folgt nun eine Beobachtungsreihe an einer Zelle mit Kohlenfadenanode, und zwar nur für zur Einfallsebene senkrecht polarisiertes Licht.

Tabelle II.

Polarisationsebene zur Einfallsebene senkrecht.

Angelegte Spannung in Volt	Stromintensität in Skalenteilen
0	0
40	4
80	37
120	49
160	52
200	56
240	56
280	56

Das Verhalten der Zelle ist analog wie im vorigen Falle, nur ist ohne Beschleunigung der Elektronen ein meßbarer Strom nicht zu erhalten. In der zweiten Hauptlage des Nicols (Polarisationsebene zur Einfallsebene parallel) wuchs bei dieser Zelle die Stromstärke im Falle der Sättigung nicht über 7 Skalenteile hinaus.

Bei allen diesen Versuchen fiel das Licht von der in einer lichtdichten Kapsel eingeschlossenen 20kerzigen Nernstlampe auf eine Linse, passierte dann den Nicol und erzeugte das Bild des glühenden Fadens etwa an der Stelle, wo es die Alkalimetallfläche traf. Durch eine vor dem Nicol liegende Irisblende wurde ein Strahlenbündel von solchem Querschnitt abgegrenzt, daß es bei jedem Azimut des Nicols

frei hindurchging. Der Einfallswinkel betrug stets 60°.

Wie aus diesen Versuchen hervorgeht, hängt auch im höchsten von uns erreichten Vakuum der photoelektrische Sättigungsstrom, d. h. die Anzahl der von der Flächeneinheit der Alkalimetallfläche ausgesandten Elektronen von der Stellung der Polarisationsebene des Lichtes zur Einfallsebene ab. Diese Anzahl ist ganz wesentlich (bis zu 50mal) größer, wenn die Schwingungsebene des elektrischen Vektors in der Einfallsebene liegt, als bei der um 90° verschiedenen Stellung des Nicols.

Bei unseren früheren Versuchen, in denen wir Zellen mit Wasserstoffüllung von merklichem Drucke verwandten, war die Erscheinung bei beschleunigenden Potentialen dieselbe, doch hätte man sie anders deuten können. Es lag die Möglichkeit vor, daß die Elektronenzahl dieselbe blieb, daß aber ihr Ionisierungsvermögen gegenüber der Gasfüllung, d. h. ihre Geschwindigkeit, außer von dem angelegten Potentiale auch von der Schwingungsrichtung des Lichtes abhing. Die Annahme einer Konstanz der Elektronenzahl erscheint jetzt als ausgeschlossen. Immerhin war es sicherlich von Interesse, auch die Frage nach einem etwaigen Zusammenhange zwischen der Elektronengeschwindigkeit und dem Azimut der Lichtschwingungen aufzunehmen.

Man bestimmt diese Geschwindigkeit mit Hilfe des verzögernden positiven Potentials P, das man an die belichtete Fläche anlegen muß, um zu bewirken, daß alle Elektronen wieder zu ihr zurückkehren; es ist dasselbe, zu dem die Fläche sich aufladet, wenn man sie isoliert im Vakuum dem Lichte aussetzt, während die gegenüberstehende Platin- oder Kohleelektrode zur Erde abgeleitet ist. Aus der Größe dieses Potentials folgt die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen als $v = \sqrt{2P \cdot \frac{\varepsilon}{\mu}}$ [1]).

Die positive Aufladung der Alkalimetallflächen im Lichte ist an sich leicht nachzuweisen und zu messen; schwierig dagegen ist die Ausschließung der zum Teil beträchtlichen Fehlerquellen. Vor allem ist, um die Beobachtungsdauer abzukürzen und dadurch die einzelnen Messungen unter sich gut vergleichbar zu machen, ein Elektrometer von sehr kleiner Kapazität erforderlich, das noch Zehntel Volt sicher abzulesen erlaubt. Wir haben unter der sehr wertvollen Mitwirkung der Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig ein Instrument vom Typus des Behrens-Hankelschen konstruiert; das Goldblättchen ist durch einen metallisch bestäubten, sehr feinen Quarzfaden ersetzt, dessen freies Ende mittels eines Spinnwebfadens so weit gehalten wird, daß der Apparat transportabel ist. Die Ablesung erfolgt mittels eines Mikroskops mit Okularskala. Die Beschreibung des Elektrometers, das sich auch für andere Zwecke als den hier vorliegenden eignen dürfte, wird für sich gesondert gegeben werden.

Ferner ist für sehr gute Isolation aller Teile des Apparates zu sorgen. Ist diese nämlich mangelhaft, so wird die beobachtete Aufladung nicht nur von der Geschwindigkeit der ausgesandten Elektronen, sondern auch von ihrer Menge abhängig, indem die weniger gut isolierenden Träger des sich ladenden Systems als Nebenschluß wirken. Soweit man Bernstein als Isolator und Natrium als Trockenmittel anwenden kann, bietet die Herstellung einer guten Isolation keine Schwierigkeit, dagegen sind die Glaswände der Zellen selbst nicht leicht in den erforderlichen Zustand zu versetzen. Umkleidung der Einschmelzstellen der Elektroden mit Picein oder Schellackfirnis reichte bei trockner Luft meist aus. Man überzeugt sich von dem guten Zustande der Isolation dadurch, daß man die Aufladung der Alkalimetallfläche am Elektrometer mißt, während man die Intensität des erregenden Lichts durch die jetzt vor der Linse eingeschaltete Irisblende mehr und mehr abschwächt. Die Höhe der Aufladung darf bei Schwächung des Lichts bis zu den äußersten, bei den Messungen vorkommenden Beträgen nicht abnehmen, nur die Zeit, in der die Endladung erreicht wird, wächst mit abnehmender Lichtstärke. Natürlich mußten diese Versuche im verfinsterten Raume vorgenommen werden, auch die zur Beleuchtung der Elektrometerskala dienende Lampe war mit lichtdichter Hülle umgeben.

Bei diesen Kontrollversuchen machten wir noch eine Beobachtung, die wir hier einfügen möchten. Verbindet man statt der Alkalimetallfläche die Anode mit dem Elektrometer, indem man die erstere zur Erde ableitet, so ladet sich dieses, wie zu erwarten, durch den Anprall der negativen Elektronen an die Anode bei Belichtung der empfindlichen Metallfläche negativ auf. Gibt man ihm nun im Dunkeln ein weit höheres negatives Potential, als es die Anode von selbst im Lichte annimmt, und läßt dann erst Licht auf die Zelle fallen, so sinkt das Potential allmählich auf den kleineren Betrag herab, den die Anode vorher im Lichte gezeigt hatte. Gewiß kann man die Erscheinung dahin deuten, daß die Anode (auch wenn sie aus Kohle bestand und frisch ausgeglüht war) immer noch einen gewissen Betrag von Lichtempfindlichkeit besaß und daher ihren Überschuß negativer Elektronen im Lichte abgab, doch wäre auch zu

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **2**, 374, 1900.

erwägen, ob nicht die Spuren von Alkalimetalldampf in der Zelle unter der Einwirkung des Lichts negative Elektronen abspalten und daher positive Restladungen annehmen können. Der innere Raum der Zelle würde demnach im Lichte selbst eine gewisse Leitfähigkeit annehmen können, also als eine Art Nebenschluß in dem oben gebrauchten Sinne aufzufassen sein. Wir möchten diese Frage einer besonderen Untersuchung für wert halten. Als ein Analogon kann man die Ionisierung der Luft und anderer Gase durch Licht von sehr kleiner Wellenlänge heranziehen [1]).

Schließlich machte sich auch bei diesen Beobachtungen in der störendsten Weise die Sublimation des Alkalimetalls an allen leitenden Flächen innerhalb der Zellen bemerkbar. Waren jene Flächen sehr ausgedehnt, wie z. B. der Silberbelag in der oben erwähnten Zelle, so fiel die Aufladung der Kalium-Natriumfläche sogar negativ aus, indem die Anzahl der von der empfindlich gewordenen Silberschicht ihr zugestrahlten negativen Elektronen größer wurde, als die der von ihr selbst ausgesandten. Es erwies sich als unmöglich, die Silberschicht so vor Licht zu schützen, daß diese Störung wegfiel, besonders schädlich als Quellen zerstreuten Lichts zeigten sich die beiden Stellen der Glaswand der Zelle, an denen der Lichtstrahl ein- und nach der Reflexion an der Kalium-Natriumfläche wieder austrat. Wir halten deshalb die Messungen der Aufladung für die zuverlässigsten, die an den Zellen mit Kohlenfadenelektrode unmittelbar nach dem Ausglühen des letzteren und unter Erhitzung von Kalzium in dem Nebenrohre erhalten sind.

Daß unter den geschilderten Verhältnissen es auch bei diesen Versuchen nicht möglich war, die Glaswände der Zellen innen mit abgeleiteten Drahtnetzen und anderen Schutzmitteln gegen elektrostatische Einflüsse in wirksamer Weise zu bedecken, liegt auf der Hand.

Um ein Urteil darüber zu gewinnen, wieweit eine Elektrisierung des Glases bei der an der Kalium-Natriumfläche beobachteten Aufladung sich bemerkbar machen würde, haben wir Zellen viele Stunden im Dunkeln stehen lassen, so daß anzunehmen war, daß etwaige Oberflächenladungen des Glases verschwunden wären. Ließen wir nun Licht darauf fallen, so war die Ladung der Kalium-Natriumfläche innerhalb der ersten Sekunden nicht merklich von derjenigen verschieden, die nach langer Belichtung der Zelle beobachtet wurde. Durch Bewegung des flüssigen Inhalts in der Zelle ließen sich vorübergehend beträchtliche Ladungen (durch Reibung) an den Glaswänden hervorrufen, die anfangs den Elektrometerfaden über die Skala hinauswarfen. Sie verschwanden aber im Lichte schon nach einigen Minuten.

1) Wenn diese hier geäußerte Vermutung sich bestätigt, so wäre die Wirkung der photoelektrischen Zellen nicht im strengsten Sinne unipolar, wie es frühere Untersuchungen von uns zu zeigen schienen.

Diese Angaben sollen nicht etwa die Behauptung rechtfertigen, daß störende Einflüsse der Glaswände überhaupt nicht vorhanden gewesen seien. Da wir eben nicht sicher sind, diese völlig ausgeschlossen zu haben, so wollen wir unseren Resultaten nicht die Bedeutung absoluter Messungen zuschreiben, dagegen glauben wir, daß die beobachteten Unterschiede in den Aufladungen wohl zu verbürgen sind.

Die Anordnung der Lichtquelle, des Nicols und der Zelle war bei diesen Versuchen über die Aufladung der bestrahlten Fläche im wesentlichen dieselbe, wie bei den oben geschilderten galvanometrischen Messungen des photoelektrischen Stromes, nur war jetzt der Platindraht oder Kohlenfaden der Zelle zur Erde abgeleitet, während die Alkalimetallfläche mit dem Elektrometer durch einen kurzen, axial durch einen geerdeten Metallzylinder gespannten Draht leitend verbunden blieb.

Da die Aufladung der Fläche von der Lichtintensität unabhängig ist, so konnte als Lichtquelle trotz ihrer Inkonstanz auch eine elektrische Bogenlampe, eingeschlossen in einen Projektionsapparat, benutzt werden. Nur war darauf zu achten, daß nicht infolge der mangelnden Achromasie des Linsensystems starke Differenzen in der Farbe des Lichts sich einstellten, da ja blaues oder violettes Licht eine größere Elektronengeschwindigkeit (also auch Aufladung) bewirkt wie gelbes [1]).

Indem nun der Lichtstrahl in unveränderter Lage den Nicol passierte und die Alkalimetallfläche unterhalb der geerdeten Elektrode der Zelle traf, konnte die Aufladung für die beiden Hauptlagen der Polarisationsebene gemessen werden.

Wir begannen mit Vorversuchen an denjenigen Zellen, die wir von unseren früheren Arbeiten her noch vorrätig hatten und bei denen, wie bemerkt, ein Gasdruck von solchem Betrage innegehalten war, daß der photoelektrische Strom möglichst groß wurde. Es stellte sich dabei unzweifelhaft ein Zusammenhang zwischen der Schwingungsrichtung des Lichts und der Größe der Aufladung heraus. Dieselbe erreichte, gerade wie der photoelektrische Strom, ein Maximum, wenn die Polarisationsebene des Lichts zur Einfallsebene senkrecht stand, der elektrische Vektor also in die Einfallsebene fiel. Am geringsten war sie wiederum bei der um 90° verschiedenen Stellung. Allerdings waren die Unterschiede weit weniger

1) E. Ladenburg, l. c.



beträchtlich, als bei dem photoelektrischen Strome, das Verhältnis der Aufladungen ging nicht über 2:1, das hieraus berechnete der Elektronengeschwindigkeiten (die Quadratwurzel dieses Quotienten) also nicht über 1,4:1 hinaus.

Dies der Einheit nahekommende Ergebnis für das Verhältnis der Elektronengeschwindigkeiten in den beiden Hauptlagen der Polarisationsebene des erregenden Lichts legte nach dem im vorigen Bemerkten den Verdacht nahe, daß wir es überhaupt noch nicht mit der reinen Geschwindigkeit zu tun hatten, daß vielmehr die Verschiedenheit der in beiden Fällen ausgestrahlten Elektronenmenge noch einen wesentlichen Einfluß, infolge der Existenz irgendeines Nebenschlusses, vielleicht auch durch den Gasinhalt der Zelle in der oben angedeuteten Weise, ausgeübt hatte. Auch die bloße Gegenwart von Gasresten in der Zelle konnte, wie auch Ladenburg und Markau bemerkt haben[1]), durch Herabsetzung der Reichweite der Elektronenstrahlung die Aufladung verkleinert haben. In der Tat zeigte sich an einer Zelle mit ausglühbarer Kohleelektrode, die wir mit Hilfe von Kalzium bis zur äußersten erreichbaren Größe evakuierten, ein der Einheit noch weit mehr genähertes Verhältnis der Aufladungen. Die geringste Verschlechterung des Vakuums bewirkte sofort, daß die Aufladung kleiner ausfiel.

Die Unterschiede waren für senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht verhältnismäßig geringer als in der zweiten Hauptlage, so daß der Quotient der beiden Ablesungen sich vergrößerte. Wir geben eine hierauf bezügliche Messungsreihe wieder.

Tabelle III.

Aufladung der *NaK*-Fläche im Lichte.
(1 Skt. = 0,038 Volt.)

Polarisationsebene zur Einfallsebene senkrecht	Polarisationsebene zur Einfallsebene parallel	Verhältnis	Bemerkungen
25,0 Skt.	20,0 Skt.	1,25	
21,0	15,0	1,4	Etwas *H* durch Glühen des Quarzrohres eingelassen.
24,0	21,0	1,14	Kalzium erhitzt und abkühlen lassen.

Da das Verhältnis der Aufladungen auf 24:21 = 1,14 heruntergeht, das der Geschwindigkeiten also zwischen 1,0 und 1,1 liegen würde, so glauben wir zu dem Schlusse berechtigt zu sein, daß im absoluten Vakuum das von der Alkalimetallfläche angenommene Potential, also auch die Geschwindigkeit der ausgestrahlten Elektronen, vom Polarisationszustande des erregenden Lichts unabhängig wird. Den absoluten Wert der gefundenen Aufladung (0,8—0,9 Volt), entsprechend etwa einer Geschwindigkeit von $5 \cdot 10^7$ cm/sec, halten wir aus den oben angeführten Gründen nicht für hinreichend sicher.

Nun waren leider die experimentellen Schwierigkeiten schon bei der Gewinnung dieses Ergebnisses so groß, daß wir darauf verzichten mußten, die Messungen statt mit weißem Licht mit homogenem von bekannter Wellenlänge durchzuführen. Die Folge davon ist, daß die Elektronengeschwindigkeit keine einheitliche war, ja selbst bei homogenem Lichte hat man es mit einem gewissen Bereiche von Geschwindigkeiten zu tun, und die Aufladung wird im wesentlichen durch die größten unter ihnen bestimmt sein.

Hiernach würden zwar die schnellsten der vom einfallenden Licht in Freiheit gesetzten Elektronen dieselbe Geschwindigkeit haben, gleichgültig ob das Licht senkrecht zur Einfallsebene oder in ihr polarisiert ist, da aber im ersten Fall die gesamte Menge aller Elektronen ganz bedeutend größer ist als im zweiten, so wäre noch zu untersuchen, ob auch die Geschwindigkeitsverteilung in beiden Fällen die gleiche ist.

Diese Frage ist zu entscheiden durch die Anwendung eines schwachen magnetischen Feldes: Ist in einem der beiden Fälle die Menge der langsameren Elektronen im Verhältnis zur Gesamtzahl größer als in dem anderen, so wird das magnetische Feld bei passend gewählter Stärke diese allein zur bestrahlten Fläche zurückführen, während die schnelleren gerade noch die gegenüberstehende Anode treffen können. Je größer der Prozentsatz an weichen Strahlen ist, desto größer wird verhältnismäßig die Schwächung sein, die der photoelektrische Strom durch das Magnetfeld erfährt.

Man erkennt, daß diese Versuche wieder galvanometrisch durch Messung des Sättigungsstromes bei konstanter Lichtstärke ausgeführt werden mußten. Die einzige für diesen Zweck genügend empfindliche Zelle war die zu der Messungsreihe, Tabelle I, benutzte mit Platinanode.

Nun ist aber der photoelektrische Sättigungsstrom für die beiden Hauptlagen des Nicols von sehr verschiedener Stärke. Man kann ihm aber, wie leicht ersichtlich, durch Änderung der Intensität des einfallenden Lichts gleich machen. Dies geschieht durch die schon mehrfach erwähnte, in den Gang der Strahlen ein-

1) E. Ladenburg u. K. Markau, l. c., S. 573.

geschaltete Irisblende. Man stellt diese so eng ein, daß für senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht der photoelektrische Strom nicht groß, aber doch bequem meßbar ist. Dreht man nun den Nicol um 90^0, so geht die Stromstärke auf wenige Skalenteile zurück. Durch starke Vergrößerung der Blendenöffnung bringt man sie dann auf den früheren Wert zurück, so daß jetzt auch bei dieser Lage der Polarisationsebene dieselbe Anzahl von Elektronen ausgestrahlt wird wie vorher. Nun kann man ein magnetisches Feld einwirken lassen, indem man zwei parallele, zur lichtempfindlichen Fläche senkrechte Drahtrollen von entgegengesetzten Seiten her möglichst nahe an die Zelle heranführt und einen schwachen Strom hindurchsendet. Wir benutzten zwei Rollen von 240 bzw. 220 Windungen und 6,3 cm mittlerem Radius, ein Strom von 0,029 Ampere, entsprechend einer Feldstärke von etwa 1,3 c. g. s., bewirkte schon einen deutlichen Rückgang des am Galvanometer gemessenen photoelektrischen Stromes. Diese Verminderung der Stromstärke durch das magnetische Feld ließ sich für beide Hauptlagen der Polarisationsebene des Lichts zur Einfallsebene messen, wie folgende Zusammenstellung zeigt.

Tabelle IV.
Intensität des photoelektrischen Stromes in Skalenteilen.

	Polarisationsebene senkrecht zur Einfallsebene	Abnahme	Polarisationsebene parallel der Einfallsebene	Abnahme
a) Ohne Magnetfeld	100,0	$\delta = 37{,}5\%$	100,0	$\delta = 14{,}5\%$
Mit Magnetfeld	62,5		85,5	
b) Ohne Magnetfeld	100,0	$\delta = 48{,}4\%$	100,0	$\delta = 20{,}5\%$
Mit Magnetfeld	51.6		79.5	

(Die Stromintensität war durch die Blende so reguliert, daß sie ohne Magnetfeld 30 Skt. betrug. In der Tabelle ist sie auf 100 Skt. reduziert gegeben.)

Man entnimmt aus der Tabelle, daß bei senkrecht zur Einfallsebene polarisiertem Licht die Einwirkung des Magnetfeldes verhältnismäßig stärker als bei in der Einfallsebene polarisiertem ist. Während also die Maximalgeschwindigkeiten der lichtelektrischen Elektronen in beiden Fällen gleich sind, ist unter der größeren Menge der im ersten Falle erzeugten ein größerer Prozentsatz langsamer Elektronen enthalten [1]).

Es würde ohne Zweifel von Interesse sein, die vorliegende Untersuchung noch nach einer Richtung hin zu ergänzen, obgleich das Ergebnis mit großer Wahrscheinlichkeit vorausgesehen werden kann. Bei allen Versuchen war der Einfallswinkel zu 60^0 gewählt, man könnte auch hier noch eine Veränderlichkeit einführen. Früher hatten wir, wie eingangs bemerkt ist, an Zellen mit merklichem Gasinhalt die Beobachtung gemacht, daß die Intensität des photoelektrischen Stroms bei variablem Einfallswinkel und beliebiger Stellung der Polarisationsebene des Lichts angenähert den von der Alkalimetallfläche absorbierten Lichtmengen proportional war. Nur zeigte sich das zur Einfallsebene senkrecht polarisierte Licht bei gleichen absorbierten Mengen etwa 30mal so wirksam als das zu ihr parallel polarisierte.

Wie wir in dieser Untersuchung gefunden haben, bleibt das Verhalten des photoelektrischen Stroms im höchsten Vakuum, soweit wir es prüften, im wesentlichen dasselbe wie bei Gegenwart von Gasresten. Man wird daher mit größter Wahrscheinlichkeit den Satz aufstellen können, daß auch die durch das Licht ausgelöste Zahl negativer Elektronen immer der absorbierten Lichtmenge proportional und daß wiederum der Proportionalitätsfaktor für zur Einfallsebene senkrecht polarisiertes Licht der bei weitem überwiegende sein wird. Demnach ist es nicht allein die absorbierte Lichtenergie, von der die Zahl der ausgelösten Elektronen abhängt, sondern auch die Richtung des elektrischen Vektors im Lichtstrahle zu der bestrahlten Oberfläche. Hat dieser eine zur Oberfläche senkrechte Komponente, so wirft er anscheinend mehr negative Elektronen heraus bei gleicher Energieaufnahme durch die Fläche, als wenn eine solche Komponente fehlt, d. h. die elektrischen Schwingungen parallel zur Oberfläche erfolgen. Dies Ergebnis besticht durch eine gewisse Anschaulichkeit und kann zu der Annahme verführen, als sei der lichtelektrische Vorgang nun „erklärt". Bedenkt man indessen, daß es die Menge und nicht die Geschwindigkeit der Elektronen ist, die ein Maximum erreicht, wenn die elektrischen Schwingungen im Lichtstrahl eine zur Oberfläche senkrechte Kraftkomponente haben, so wird diese Anschaulichkeit doch wieder hinfällig.

1) Die oben erwähnte Beobachtung, nach der eine Verschlechterung des Vakuums bei senkrecht zur Einfallsebene polarisiertem Licht die Aufladung der Alkalimetallfläche verhältnismäßig weniger herabsetzt als bei parallel polarisiertem, könnte so gedeutet werden, daß die im ersten Falle ausgesandten Elektronen zum Teil eine größere Reichweite (also auch Geschwindigkeit) hätten, wie im zweiten. Wir möchten aber den zuletzt beschriebenen Messungen im magnetischen Felde, bei denen der Einfluß der verschiedenen Menge der Elektronen durch Veränderung der Lichtintensität ausgeschaltet war, die größere Zuverlässigkeit beimessen, bevor nicht noch weitere Erfahrungen vorliegen.

Führt man dagegen noch eine Hilfsannahme ein, so läßt sich wenigstens eine gewisse Übereinstimmung zwischen dem Ergebnisse des Versuchs und unserer Vorstellung von dem Vorgange erzielen. Diese Annahme besteht darin, daß das senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Licht eine merklich größere Schichtdicke von der Oberfläche des Alkalimetalls an durchsetze, bis seine Intensität auf einen bestimmten Bruchteil der anfänglichen sinkt, als das parallel polarisierte. Kürzer ausgedrückt, das erstere dringt tiefer in das Metall ein als das letztere. Die unter Absorption eines Teiles der Lichtenergie ausgelösten Elektronen stammen dann im ersteren Falle teilweise aus tieferen Schichten als die im zweiten durch das parallel polarisierte Licht in Freiheit gesetzten, sie sind größer an Zahl, haben aber zugleich zu einem höheren Prozentsatz einen Teil ihrer kinetischen Energie bei dem Durchdringen einer relativen dicken Oberflächenschicht eingebüßt. Mit dieser Vorstellung steht auch das letzte der Versuchsergebnisse im Einklang.

Wie schon von Lenard[1]) hervorgehoben ist, darf man in der Tat nicht erwarten, daß die photoelektrischen Elektronen in ihrer Anfangsgeschwindigkeit durch die elektrischen Kräfte im Lichtstrahl beeinflußt werden. Es handelt sich vielmehr, wie bei den radioaktiven Vorgängen, auch bei der photoelektrischen Ausstoßung eines negativen Elektrons aus dem Atomverbande um einen explosionsartigen Prozeß, zu dem in beiden Fällen die erforderliche Energie schon in dem Atom ihren Sitz hatte, im letzteren erfolgt nur die Auslösung des Prozesses durch Aufnahme eines Bruchteils der Lichtenergie.

Eine gewisse Schwierigkeit bei dieser Auffassung bietet nun aber die anscheinend genaue Proportionalität zwischen der Menge der in Freiheit gesetzten Elektronen und der Intensität des erregenden Lichts. Von J. J. Thomson[2]) ist, um diese Beziehung verständlich zu machen, der Gedanke geäußert, daß die Lichtenergie räumlich nicht stetig verteilt durch den Querschnitt eines Strahlenbündels ströme, sondern auf voneinander getrennte Linien, die schwingenden elektrischen Kraftlinien, angewiesen sei.

Die Verschiedenheit der Lichtintensität wird bei dieser Vorstellung nicht sowohl dadurch bewirkt, daß längs einer jeden solchen Kraftlinie ein größerer oder kleinerer Energiebetrag übermittelt wird, sondern beruht auf Unterschieden in der Zahl dieser Kraftlinien, bezogen auf die Einheit des Querschnitts des Strahles.

Denkt man sich nun, daß überall dort, wo eine schwingende Kraftlinie die photoelektrisch empfindliche Oberfläche trifft, immer ein und dieselbe Anzahl von Elektronen (bei gleicher Schwingungsperiode des Lichts) ausgelöst wird, so ergibt sich die Proportionalität zwischen der Intensität des erregenden Lichts und der gesamten ausgestrahlten Elektronenmenge von selbst. Da nun aber die in einem Strahlenbündel vorhandenen schwingenden Kraftlinien ihrer Zahl nach unabhängig von dem Polarisationszustande des Lichts, d. h. der Stellung ihrer Schwingungsebenen im Raume, sein müssen, so wäre zunächst zu erwarten, daß bei Drehung der Schwingungsebene des Lichts die Zahl der an der lichtempfindlichen Fläche ausgelösten Elektronen konstant bleiben müsse. Dem widerspricht aber das Versuchsergebnis. Es bleibt demnach, wenn man an der Vorstellung jener räumlichen Diskontinuität in einem Lichtstrahlenbündel festhalten will, nichts übrig, als noch eine weitere Annahme einzuführen. Dazu würde sich auch hier die größere Tiefe des Eindringens im Falle des senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Lichts eignen. Ein derart polarisiertes Strahlenbündel müßte seine schwingenden Kraftlinien sämtlich oder teilweise tiefer in die lichtempfindliche Schicht hineinsenken, also Elektronen aus einer dickeren Schicht hervorholen, als es ein parallel zur Einfallsebene polarisiertes vermag.

Die Ergebnisse der Arbeit lassen sich in folgende Sätze kurz zusammenfassen:

1. Senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht löst aus einer Alkalimetallfläche mehr negative Elektronen aus als parallel zu ihr polarisiertes.

2. Die maximalen Geschwindigkeiten der Elektronen sind in beiden Lagen der Polarisationsebene des erregenden Lichts unter sich etwa gleich.

3. Die Zahl der Elektronen von einer unter der maximalen liegenden Geschwindigkeit ist, auf gleiche Gesamtzahl bezogen, größer, wenn das erregende Licht zur Einfallsebene senkrecht polarisiert ist, als bei zu ihr paralleler Lage der Polarisationsebene.

Wir erfüllen eine angenehme Pflicht, indem wir mit dem Ausdruck des Dankes bemerken, daß die vorliegende Untersuchung aus Mitteln ausgeführt ist, die uns die Jagorstiftung in Berlin überwiesen hat.

Wolfenbüttel, im Juni 1909.

(Eingegangen 28. Juni 1909.)

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 8, 170, 1902.
2) J. J. Thomson, Manchester University Lectures Nr. 8, S. 17, 1908. Auch diese Zeitschr. 9, 548, 1908.



Absorption, Fluoreszenz, magnetische Rotation und anomale Dispersion des Quecksilberdampfes.

Von R. W. Wood.

Bald nachdem Hartley die Beobachtung gemacht hatte, daß Quecksilberdampf Fluoreszenz zeigte, wenn er mit dem Lichte des elektrischen Funkens erregt wurde, nahm ich eine sorgfältige Untersuchung der optischen Eigenschaften des Dampfes in Angriff. Ich hoffte, dabei analoge Erscheinungen zu finden, wie ich sie am Natriumdampf beobachtet hatte. Wenn der Dampf auch in mancher Beziehung meinen Erwartungen nicht entsprochen hat, so habe ich doch eine Reihe sehr interessanter Beobachtungen gemacht, die teilweise ganz neu zu sein scheinen.

Ich habe bereits die merkwürdige Absorptionsbande bei der Wellenlänge 2536 Å.-E. beschrieben, vielleicht die unsymmetrischste Bande, die je beobachtet wurde; ich habe ferner die Veränderungen beschrieben, die das Aussehen dieser Bande infolge von Beimengung irgendeines chemisch inerten Gases erfährt[1]).

In der vorliegenden Arbeit werde ich kurz die Ergebnisse zusammenfassen, die ich in der eben erwähnten Mitteilung veröffentlicht habe. Sie stehen nämlich in gewissem Zusammenhange mit den übrigen Beobachtungen. Das Studium des Dampfes bot große Schwierigkeiten, weil alle interessanten Erscheinungen im Ultraviolett vor sich gehen und nur mit Hilfe der Photographie wahrgenommen werden können.

Ich habe die Arbeit von Zeit zu Zeit unterbrochen und sie dann wieder aufgenommen, so oft mir neue Methoden zum Angriff des Problems einfielen. Schließlich ist es mir gelungen, eine befriedigende Apparatur für das Studium der anomalen Dispersion des Dampfes zu ersinnen. Ein solches Studium ist höchst wünschenswert, weil dieser Dampf, im Gegensatz zum Natriumdampf, das Quarzgefäß, in dem er enthalten ist, nicht angreift. Somit ist man in der Lage, mit Prismen von bekanntem Winkel und mit Dampf von bekannter und gleichförmiger Dichte zu arbeiten.

Beim Arbeiten mit Prismen wird man eines Kittes bedürfen, der dem Dampfe zu widerstehen und eine Temperatur von etwa 300^0 auszuhalten vermag. Ich setze einige Hoffnung auf ein Gemisch von geschmolzenen Silberhaloiden und stelle zurzeit Versuche nach dieser Richtung hin an.

Eine quantitative Bestimmung der Dispersion würde wegen der Asymmetrie der Absorptionsbande sehr großes Interesse bieten.

Figur 1[2]) zeigt das Absorptionsspektrum des Dampfes. Ein kleiner Quecksilbertropfen wurde in einen Quarzkolben von 3 cm Durchmesser gebracht und dieser dann gründlich entluftet und zugeschmolzen. Die Spektrogramme wurden nacheinander unter allmählicher Erhöhung der Temperatur des Kolbens aufgenommen. Es finden sich drei verschiedene Absorptionsbanden, die alle im ultravioletten Spektralgebiet liegen. Die eine Bande bei der Wellenlänge 2536 Å.-E. erscheint zuerst als ein Paar feiner Linien, die in ihrem Aussehen den *D*-Linien nicht unähnlich sehen; die eine von diesen ($\lambda = 2539,4$ Å.-E.) ist verhältnismäßig viel schwächer als die andere ($\lambda = 2536,7$ Å.-E.). Mit zunehmender Dichte des Dampfes verschmelzen die beiden Linien miteinander zu einer einzigen Bande, die sich dann in bemerkenswerter Weise nach der Seite der größeren Wellenlängen hin verbreitert, während ihre Begrenzung auf der anderen Seite in nahezu fester Lage verbleibt. Außer der Absorptionsbande bei der Wellenlänge 2536 Å.-E. ist eine Gruppe schmaler Banden gleich oberhalb der drei weiter unten im Ultraviolett liegenden hellen Kadmiumlinien vorhanden. Diese Banden treten erst auf, wenn der Dampf eine beträchtliche Dicke erreicht hat; sie bilden eine Serie, deren Haupt nach dem sichtbaren Spektrum hin gerichtet ist. Die einzelnen Banden, welche diese Gruppe ausmachen, nehmen mit abnehmender Wellenlänge an Intensität ab und liegen enger zusammen, ähnlich einer Balmerschen Serie in ganz kleinem Maßstabe. Die Wellenlängen der vier Banden, welche diese Gruppe ausmachen, sind 2346,1, 2339,4, 2334,4 und 2331,2 Å.-E. Sie sind in den Figuren 1 und 2 zu sehen. Sie sind so dicht miteinander verschmolzen, daß es zweifelhaft ist, ob sie in der Wiedergabe getrennt zu sehen sein werden. Ferner ist noch eine allgemeine Absorption weiter im Ultraviolett vorhanden, durch welche zunächst die letzte Kadmiumlinie, dann nach und nach die übrigen ausgelöscht werden. Die scheinbare Absorptionsbande ganz rechts in Figur 1 ist nur das Gebiet geringster Empfindlichkeit der orthochromatischen Platte im blaugrünen Spektralgebiet.

Wenn der Kolben Luft oder sonst irgendein anderes chemisch inertes Gas auf Atmosphärendruck enthält, so verbreitert sich die Bande bei 2536 Å.-E. zunächst symmetrisch, bis sie eine Breite von 8 Ångström-Einheiten erreicht. Danach verursacht eine weitere Steigerung der Dichte des Quecksilberdampfes eine Verbreiterung nur nach einer Richtung hin, ganz wie im Vakuum.

Wenn man das Quecksilber nicht in einen mit Luft gefüllten Kolben einschmilzt, sondern es in ein Quarzfläschchen mit langem Hals

1) R. W. Wood, Astrophys. Journ. 1907.
2) Die Figuren sind auf Tafel V abgedruckt.

einfüllt und die Flamme unter dem Fläschchen allmählich höher stellt, so erhält man eine merkwürdige Reihe von Spektrogrammen (vgl. Figur 3). Die Bande wird breiter und scheint dann ohne weitere Zunahme ihrer Breite nach größeren Wellenlängen hin zu wandern. Diese scheinbare Wanderung beruht auf der Austreibung der Luft durch das siedende Quecksilber; dabei zieht sich die Bande auf der einen Seite schneller zusammen, als sie sich auf der anderen ausdehnt.

Dieser Einfluß der Luft, der sich in einer Veränderung des Aussehens und in manchen Fällen auch der scheinbaren Lage der Absorptionsbande äußert, kann nicht auf chemische Wirkung zurückgeführt werden. Der gleiche Einfluß zeigte sich nämlich bei Wasserstoff, Stickstoff und Helium. Wir werden bald sehen, daß der Dampf seine Fluoreszenzfähigkeit verliert, wenn er mit einem anderen Gase gemischt wird.

Bei eingehenderer Untersuchung des Einflusses von Luft auf die Bande 2536 Å.-E. stellte es sich heraus, daß dieser Einfluß ein wenig komplizierterer Natur war, als ich anfänglich angenommen hatte. Im Vakuum erfolgt die Verbreiterung fast ganz und gar in der Richtung nach größeren Wellenlängen hin. Bei Anwesenheit von Luft tritt eine verwaschene Bande an der kurzwelligen Seite der Linie auf, und wenn die Expositionsdauer und die Dichte des Dampfes gerade richtig sind, so sind die Bande und die Linie durch einen schmalen Streifen voneinander getrennt, der ein wenig heller ist als die Bande. Die Gestalt der Absorptionskurve in diesen beiden Fällen ist in Fig. 4 angegeben.

In Figur 5 ist eine Photographie wiedergegeben, auf der die kurzen Wellenlängen links liegen. Es läßt sich schwer eine Vergrößerung erzielen, welche das hellere Gebiet zwischen der Linie und der Bande zeigt, obschon sich dieses Gebiet am Negativ unschwer erkennen läßt. Das Aussehen der Bande läßt darauf schließen, daß Quecksilber + Luft eine Art Molekularaggregat liefert, welches eine Verbreiterung der Linie 2536 Å.-E. und eine Verschiebung dieser Linie nach der Seite der kürzeren Wellenlängen hin zur Folge hat. Die verschobene und verbreiterte Bande und die schmalere Bande bei 2536 Å.-E. schienen nicht zusammenzuhängen, und ich kam auf den Gedanken, daß es vielleicht möglich wäre, die verbreiterte Bande für sich allein zu erhalten. Es schien, als hätten wir es vielleicht mit einem Molekularaggregat zu tun, das mit freien Quecksilbermolekülen untermischt wäre. In solchem Falle könnte es möglich sein, die Wirkung des Aggregats für sich allein zu erhalten, wenn man eine sehr lange Luftsäule verwenden würde, die nur sehr wenig Quecksilberdampf enthielte. Demgemäß richtete ich ein drei Meter langes Stahlrohr her, daß 20 kleine Porzellanschiffchen mit je einigen Tropfen Quecksilber enthielt und an beiden Enden mit Quarzfenstern verschlossen war. Das Aussehen der beiden Banden war indessen das gleiche wie zuvor. Das Rohr wurde von einem zweiten Rohr umgeben und dieses durch eine Reihe ganz kleiner Flammen erhitzt. Diese kleinen Flammen erhielt ich in der Weise, daß ich in ein langes Stück Gasrohr in Abständen ganz feine Löcher bohrte. Ich machte nun die überaus interessante Beobachtung, daß die Linie 2536 Å.-E. in der Photographie des Absorptionspektrums selbst dann ganz deutlich hervortrat, wenn sich dies Rohr auf Zimmertemperatur befand. Das gibt uns ein Mittel an die Hand, Quecksilberdampf bei tiefen Temperaturen zu untersuchen, und zu entscheiden, ob man ihn durch irgendeines der häufig vorgeschlagenen Absorptionsmittel (z. B. Blattgold) verhindern kann, in einen entlufteten Rezipienten einzudringen. Weiter wird es möglich sein, die Dampfdichte des Quecksilbers bei tieferen Temperaturen zu bestimmen, als es bisher angängig war. Ich habe gefunden, daß die Linie viel schwächer wurde und beinahe ganz verschwand, wenn das Rohr bei Zimmertemperatur ausgepumpt wurde. Sobald wieder Luft eingelassen wurde, nahm die Linie sofort ihre volle Intensität wieder an. Bei Zimmertemperatur erschien wegen der unzureichenden Dichte des Dampfes keine Spur der verbreiterten und verschobenen Bande. Die Wirkung, welche das Zulassen der Luft ausübt, ist durchaus analog der von Ångström an der *CO*-Bande im Ultrarot beobachteten Wirkung. Es ist eine Druckwirkung; die Wirkung der zugelassenen Luft ist nämlich einer Kompression der tatsächlich vorhandenen Quecksilberdampfmenge bis auf Atmosphärendruck äquivalent. In diesem Zusammenhange ist an die Arbeit von Ångström zu erinnern. Ich habe seit vielen Jahren dieselbe Erscheinung am Natriumdampf beobachtet, war aber nie ganz sicher gewesen, wie ich sie deuten sollte. Die *D*-Linien werden nämlich breiter und verschmelzen miteinander in dem Augenblicke, wo man Stickstoff oder Wasserstoff in eines der Stahlrohre eintreten läßt. Beim Natriumdampf konnte ich indessen nicht sicher sein, ob nicht die Zahl der tatsächlich vorhandenen Natriummoleküle im Kubikzentimeter durch den Zutritt des Gases erhöht worden war, denn das Gas könnte die Diffusion nach den kühleren Teilen des Rohres hin behindern, und es wäre leicht möglich, daß wir in der Mitte des Rohres den Metalldampf auf ebenso hohem Druck hätten wie der Druck der Atmosphäre im Rohr. Ich habe seitdem längst die Viskositätstheorie auf-

gegeben, die ich anfänglich aufgestellt hatte, um das anscheinend sonderbare Verhalten des Dampfes zu erklären, und ich glaube jetzt, daß wir selbst in den hochgradig ausgepumpten Röhren den Dampf niemals auf höherem Druck haben können als dem des Gasrestes. Der Irrtum entstand aus einer Überschätzung der Dichte des Metalldampfes, und diese Überschätzung gründete sich auf die optischen Eigenschaften des Dampfes.

Diese Druckwirkung darf nicht mit der Erscheinung verwechselt werden, die Humphreys und Mohler untersucht haben. Sie tritt nämlich bei Drucken unterhalb einer Atmosphäre auf, und es findet keine Verschiebung statt; vielmehr wird die Bande nur breiter und schwärzer, gerade als ob mehr Quecksilberdampf zugegen wäre.

Fluoreszenz.

Die Fluoreszenz des Quecksilberdampfes läßt sich am besten zeigen, wenn man einen Tropfen des Metalls in einen entlufteten Quarzglaskolben einschließt, den Kolben über einem ganz kleingestellten Bunsenbrenner erhitzt, und so nahe wie irgend möglich an dem Kölbchen einen kräftigen Funken zwischen Elektroden aus Zink oder aus Kadmium übergehen läßt. Die Farbe des Fluoreszenzlichtes ist ein bläuliches Grün, dem ein gut Teil Weiß beigemischt ist, d. h., es umfaßt ein Spektralgebiet, das vom Rotgelb an weit ins Ultraviolett hineinragt. Die Farbe des Fluoreszenzlichtes ändert sich ein wenig mit der Natur der benutzten Elektroden.

Das Spektrum erscheint selbst bei Verwendung eines Konkavgitters von 2 m Halbmesser kontinuierlich. Photographiert man das Spektrum mit einem kleinen Quarzspektrographen, so findet man, daß es kontinuierlich ist und sich annähernd vom Gelb bis hinunter zur Wellenlänge 3000 Å.-E. erstreckt, dabei ein sehr ausgeprägtes Minimum bei der Wellenlänge 3600 Å.-E. aufweist.

Ich vermutete anfänglich, daß die sichtbare und die ultraviolette Bande vielleicht von verschiedenen Strahlungen erregt würden, und verwandte eine Woche oder noch längere Zeit darauf, das Spektrum zu photographieren, das der Dampf aussandte, wenn er durch Linien erregt wurde, die ich mittels eines zweiten Quarzspektrographen aus dem Funkenspektrum isolierte. Ich vermochte indessen wenn überhaupt einen, so nur einen sehr kleinen Unterschied wahrzunehmen. Ich fand, daß es unmöglich war, irgendwelche Fluoreszenz zu erregen, wenn sich Luft im Kolben befand. Kocht man indessen das Quecksilber in einem Fläschchen, so fluoresziert es hell, sobald es sich in lebhaftem Sieden befindet; wenn man dann das Absorptionsspektrum in dem Augenblick photographiert, wo die Fluoreszenz auftritt, so findet man, daß die Absorptionsbande sich an ihrer kurzwelligen Seite in die Lage zusammengezogen hat, die sie einnimmt, wenn sich der Dampf im Vakuum befindet. Die Figuren 6 und 7 zeigen das Fluoreszenzspektrum; die Erregung erfolgte in diesem Falle durch das Licht des Kadmiumfunkens. Die Kadmiumlinien sind infolge diffusen Lichtes ebensogut zu sehen. Wie man sieht, ist außer dem kontinuierlichen Spektrum noch eine helle Linie vorhanden (sie ist in Fig. 6 durch einen Pfeil bezeichnet), die im Funkenspektrum nicht enthalten ist, und die ihrer Lage nach mit der scharfen Absorptionslinie 2536,7 Å.-E. zusammenfällt, die Dampf von geringer Dichte aufweist. Ich glaubte anfangs, daß diese Linie von der hellen Kadmiumlinie erregt würde, die innerhalb des Gebietes des erweiterten Teiles der Absorptionsbande fällt. Der Zinkfunken hatte eine helle Linie, die der Quecksilberlinie noch näher liegt, und ich erwartete daher, daß die Emissionslinie bei Erregung mittels Zinklichtes stärker sein würde. Zu meiner Überraschung war es unmöglich, bei Verwendung des Zinkfunkens als Erreger irgendwelche Spur der Linie zu erhalten. Ich photographierte dann das Fluoreszenzspektrum und ließ es dabei nacheinander durch die Kadmiumlinien erregen, fand aber in keinem Falle irgendeine Spur der Linie im Spektrum. Das erschien geradezu verblüffend, und ich verwandte viel Zeit auf eine Wiederholung der Versuche unter Verwendung längerer Expositionszeiten. Die Ergebnisse waren indessen sämtlich negativ. Ich fand dann, daß die Linie im Spektrum fehlte, wenn das Bild des Funkens durch eine Quarzlinse auf den Kolben geworfen und der helle Fluoreszenzlichtfleck mit dem Spektrographen photographiert wurde. Es zeigte sich, daß der Aluminiumfunke die Linie sogar noch wirksamer auftreten ließ als der Kadmiumfunke. Das Spektrum ist in Figur 8 abgebildet. Das Funkenspektrum des Aluminiums ist zum Zwecke der Vergleichung darunter wiedergegeben. Die Fluoreszenzlinie 2536 Å.-E. ist durch einen Pfeil kenntlich gemacht. Der eben erwähnte Umstand brachte mich sogleich auf die Vermutung, daß die helle Linie durch die ganz kurzen Wellen erregt werden könnte, welche schwer durch Quarz hindurchgehen können, und ich stellte demgemäß meinen zweiten Quarzspektrographen so auf, daß er das Licht der letzten Aluminiumlinie lieferte, die man mit der gewöhnlichen Apparatur beobachten kann. Dieses Licht erregte eine schwache Fluoreszenz, und es gelang mir durch Anwendung einer langen Expositionsdauer, das Spektrum dieser Fluoreszenz festzuhalten. Die Linie erschien in dieser Photographie zwar schwach, aber unver-

kennbar. Ich fokussierte nun den Funken auf den Kolben mittels der Quarzlinse, die ich dabei viel näher an den Funken brachte als früher, nachdem ich zuvor ihre Brennweite für diese ganz kurzen Wellen roh berechnet hatte. Wiederum erschien die Linie. Um schließlich die Frage nochmals zu prüfen, brachte ich die Funkenstrecke dicht an den Kolben und machte eine Reihe von Aufnahmen des Spektrums, bei denen ich nacheinander Quarzplatten von zunehmender Dicke zwischen den Funken und dem Kolben einschaltete. Es stellte sich heraus, daß eine Platte von 8 mm Dicke die Intensität der Fluoreszenzlinie völlig auf die Hälfte herabminderte, während eine 18 mm starke Platte sie ganz und gar aus dem Spektrum verschwinden ließ. Das Rätsel war somit vollkommen gelöst. Der Kadmiumfunke besitzt einige ganz kurze Wellen, welche im Zinkfunken nicht enthalten sind. Die Kadmiumlinien, welche die Linie 2536 Å.-E. im Fluoreszenzspektrum des Quecksilberdampfes erregen, sind stärker brechbar als alle in den Photographien vorkommenden.

Die Schwierigkeiten, welche der Lösung dieses Problems anhafteten, wurden dadurch noch mehr kompliziert, daß ich selbst dann, wenn die Aluminiumfunkenstrecke nahe an den Kolben herangebracht wurde, oftmals fand, daß die Linie im Spektrum fehlte. Den Grund hierfür fand ich gelegentlich. Die Linie tritt nur dann auf, wenn der Dampf ganz dünn ist, d. h., wenn die Temperatur des Kolbens verhältnismäßig niedrig ist. Am günstigsten ist die Dichte, bei welcher die sichtbare Fluoreszenz eben auftritt und ganz schwach ist. Dann tritt die Linie deutlich und kräftig hervor. Wenn man die Temperatur ein klein wenig erhöht und die Dichte des Dampfes steigert, so wird die sichtbare Fluoreszenz sehr hell, aber es erscheint im Spektrum keine Spur der Linie 2536 Å.-E. Dieser Umstand machte bei den Versuchen, die Linie mit der monochromatischen Strahlung des Aluminiumfunkens (kürzeste Wellenlänge) zu erhalten, große Schwierigkeiten, denn ich hatte anfänglich die Dampfdichte so eingestellt, daß sich die hellste Fluoreszenz ergab. In Fig. 6 sind vier Spektren wiedergegeben, die hinsichtlich der Expositionsdauer, der Stellung des Kadmiumfunkens usw. unter identischen Verhältnissen aufgenommen worden sind. Das oberste Spektrum wurde mit hochgradig verdünntem Dampf aufgenommen; während die helle Linie, die durch den Pfeil kenntlich gemacht wird, deutlich sichtbar ist, zeigt sich nur eine ganz schwache Spur des kontinuierlichen Fluoreszenzspektrums. Im dritten Spektrum ist die Linie kaum zu sehen, während die Fluoreszenz viel heller ist. In diesem Falle war der Dampf dichter. Im vierten Spektrum ist die Linie verschwunden, und das kontinuierliche Spektrum hat seine größte Helligkeit.

Die Fluoreszenzlinie ist doppelt, gerade wie die Absorptionslinie, und zwar ist die Komponente bei 2536,7 Å.-E. stark und die bei 2539,3 Å.-E. schwach. In Fig. 6 sind beide Komponenten zu sehen.

Einfluß der Temperatur auf die Fluoreszenz.

Schmilzt man einen ganz kleinen Tropfen Quecksilber in einen entlufteten Kolben ein, so kann man ihn vollständig verdampfen. Man kann dann die Temperatur zu heller Rotglut steigern, ohne Gefahr zu laufen, daß der Kolben platzt. Ich fand, daß die Fluoreszenz mit steigender Temperatur allmählich an Intensität abnahm und schließlich ganz verschwand. Wurde die Flamme entfernt, so trat die Fluoreszenz sogleich wieder auf. Ein Einfluß der Temperatur auf das Aussehen der Absorptionsbanden war nicht wahrzunehmen.

Füllt man eine Quarzglasflasche mit langem Halse mehrere Millimeter hoch mit Quecksilber und läßt sie von der Flamme eines Bunsenbrenners umspielen, bis der Flaschenkolben zur Rotglut erhitzt wird, so läßt sich eine Fluoreszenz nur dicht an der Oberfläche des siedenden Metalles wahrnehmen. Das Aussehen ist ganz überraschend: man sieht eine Schicht glühenden Dampfes, die dicht an dem Metall haftet und an die Entladung an der Kathode in einer Vakuumröhre erinnert. Die Temperatur des Dampfes beim Verlassen des Metalls beträgt ungefähr 360^0, und er fluoresziert daher hell; beim Aufsteigen erhöht sich seine Temperatur sehr bald bis zu dem Punkte, bei dem die Fluoreszenz verschwindet.

Ein noch besseres Verfahren, die Wirkung der Temperatur auf die Fluoreszenz zu zeigen, wird durch die Fig. 9 veranschaulicht. Man verwendet hierbei den bereits beschriebenen Kolben. Dieser wird von unten her durch die kleine Flamme eines Bunsenbrenners erhitzt, bis die durch einen in möglichster Nähe übergehenden Kadmiumfunken erregte Fluoreszenz ihre größte Helligkeit erreicht hat. Dann richtet man einige Sekunden lang die spitze Flamme eines Gebläses seitlich auf den Kolben. Die Fluoreszenz verschwindet an der stärker erhitzten Stelle sofort, um von neuem zu erscheinen, sobald die örtliche Erwärmung unterbrochen wird.

Vereinigt man das ultraviolette Licht des Funkens im Mittelpunkte des Kolbens, so erstreckt sich ein enger Kegel von leuchtend grünem Licht von der Stelle aus, wo das Licht in den Kolben eintritt, bis nahe an die gegenüberliegende Wandung, wie dies Fig. 10

zeigt. Richtet man die Flamme einer Gebläselampe gegen die Wand des Kolbens dort, wo die Fluoreszenz beginnt, so weicht der Lichtkegel um mehrere Millimeter von der Wand zurück, ähnlich wie sich die positive Säule bei der Entladung in einer Vakuumröhre von der Kathode scheidet. Eine Photographie der Erscheinung ist in Fig. 10 rechts wiedergegeben.

Der Umstand, daß die Linie 2536 Å.-E. im Fluoreszenzspektrum nur dann erscheint, wenn die Dichte des Dampfes verhältnismäßig niedrig ist, ist höchst beachtenswert. Ich kam auf den Gedanken, daß der Grund hierfür im Verschwinden diffuser Strahlung infolge der Vereinigung der von den Molekularresonatoren ausgehenden sekundären Wellen zu einer regelmäßig reflektierten Welle liegen könnte. In einer früheren Veröffentlichung[1]) habe ich gezeigt, daß dieser Fall eintritt, wenn der Dampf durch das Licht der Linie 2536 Å.-E des Quecksilberlichtbogens beleuchtet wird und seine Dichte auf zehn Atmosphären oder mehr gesteigert wird. Möglicherweise könnte irgendein derartiger Vorgang die Erklärung dafür liefern, daß die Linie nicht erschien, wenn der Dampf durch die allerkürzesten ultravioletten Wellen erregt wurde. Wir müssen uns gegenwärtig halten, daß in diesem Falle eine Wellenlängenänderung mitspielt, und es ist schwer einzusehen, wieso die erforderlichen Phasenbeziehungen für die selektive Reflexion gelten sollen.

Der Versuch ergab, daß die Hypothese unhaltbar war. Das Spektroskop wurde so eingestellt, daß das von der inneren Oberfläche des Kolbens reflektierte Bild des Aluminiumfunkens zu sehen war, während alles übrige durch Schließen der Irisblende des Instrumentes abgeblendet wurde. Der Dampf wurde auf die Dichte gebracht, bei der er die hellste sichtbare Fluoreszenz zeigte. Wenn die Strahlung von 2536 Å.-E. vorhanden wäre und sich als regelmäßige Welle (das heißt nicht diffus) fortpflanzen würde, so müßte die Linie unter den obwaltenden Verhältnissen auftreten; es erschien jedoch keine Spur von ihr auf der Platte.

Ich sehe keine Möglichkeit, das Nichterscheinen der Linie durch Absorption zu erklären, denn die ganze Kolbenoberfläche wird auf einer Seite von dem Lichte des Funkens bestrahlt, und der Spektrograph empfängt das von der äußersten Oberfläche der Dampfmasse ausgehende Licht.

Ich habe noch nicht festgestellt, ob bei einer Temperatursteigerung die Linie verschwindet, wie es das kontinuierliche Spektrum tut. Die Kolben, die ich gegenwärtig besitze, sind nämlich zur vollständigen Erforschung des Temperatureinflusses nicht recht geeignet. Ich lasse gegenwärtig zwei miteinander verbundene Kolben anfertigen, von denen der eine auf sehr hohe Temperatur erhitzt werden kann, während der andere auf tieferer Temperatur gehalten wird, während die Dichte des Dampfes in beiden dieselbe ist. Dieser Doppelkolben soll eingehendere Aufschlüsse liefern.

Das Nichterscheinen der Linie 2536 Å.-E. im Fluoreszenzspektrum, wenn der Dampf eine beträchtliche Dichte hat, sowie die vollständige Vernichtung der sichtbaren Fluoreszenz durch die Temperaturerhöhung betrachte ich als die beiden wichtigsten Punkte, die sich aus den Untersuchungen ergeben haben.

Die Linie 2536 Å.-E. steht irgendwie in Zusammenhang mit einer Absorptionsbande in der Nähe der Wellenlänge 1860 Å.-E.; sie tritt nämlich nur dann auf, wenn der Dampf durch die letzte Aluminiumlinie und die Kadmiumlinien erregt wird, die durch eine 2 cm dicke Quarzplatte vollkommen zurückgehalten werden. Bei der Erregung durch die übrigen hellen Kadmium- und Zinklinien, die eine sehr kräftige sichtbare Fluoreszenz hervorrufen, tritt sie nicht auf. Erregung durch die Linie 2536 Å.-E. des Quecksilberlichtbogens ruft vermutlich die Fluoreszenzlinie 2536 Å.-E. hervor, obschon ich den Versuch bislang noch nicht angestellt habe, weil es schwierig ist, die Gewißheit zu erlangen, daß jede Möglichkeit für das Vorkommen diffusen Lichtes beseitigt ist. Der Umstand, daß man selektive Reflexion dieses Lichtes erhält, wenn der Dampf dicht ist, weist darauf hin, daß man es aller Wahrscheinlichkeit nach bei geringeren Dichten mit einer diffusen Strahlung zu tun hat.

Fokussiert man das ultraviolette Spektrum des Kadmiumfunkens auf den Kolben, so findet man, daß die hellste Fluoreszenz gerade durch die Linien erregt wird, die am stärksten absorbiert werden. Das steht auch zu erwarten.

Anomale Dispersion und magnetische Drehung.

Eine starke anomale Dispersion zeigte sich bei der Linie 2536 Å.-E., wie aus Figur 11 hervorgeht. Die Photographien, die diese Figur wiedergibt, wurden nach der Methode der gekreuzten Prismen in derselben Weise aufgenommen, wie ich sie bei der Untersuchung des Natriumdampfes angewendet habe. Das Quecksilber wurde in ein langes Stahlrohr gebracht, das mit Quarzfenstern verschlossen und längs seiner Unterseite durch eine Reihe kleiner Flammen erhitzt wurde. Wie aus den

1) R. W. Wood, Die selektive Reflexion monochromatischen Lichtes an Quecksilberdampf, diese Zeitschr. 10, 425, 1909.

Photographien ersichtlich wird, ist die Krümmung des Spektrums auf der kurzwelligen Seite der Bande, die die steile Seite ist, viel ausgeprägter. Eine quantitative Untersuchung über die Dispersion des Dampfes soll im kommenden Jahre nach einer Interferometermethode unternommen werden und wird zweifellos im Zusammenhange mit der Dispersionstheorie von beträchtlichem Werte sein; es wird dann nämlich möglich sein, die genaue Dichte des Dampfes, die Länge der Dampfsäule und ihre Temperatur zu bestimmen, was beim Natriumdampf nie angängig war. Die Bestimmung der Dispersionskurve wird wegen der asymmetrischen Natur der Absorptionsbande gleichfalls überaus interessant sein.

Ich habe ferner die magnetische Drehung der Polarisationsebene in der Nachbarschaft der Linie 2536 Å.-E. untersucht. Der Einfluß der Absorptionsbande auf die Drehung war auf der kurzwelligen Seite sehr ausgeprägt, dagegen war auf der anderen Seite nur eine geringe oder gar keine Zunahme der Drehung vorhanden, zweifellos infolge der Verbreiterung der Bande nach dieser Richtung. Das Licht des Kadmiumfunkens ging durch ein Polarisationsprisma (nach Foucault), danach durch den zwischen den Polen des Elektromagnets angeordneten Quarzglaskolben, durch einen parallelepipedischen Fresnelschen Doppelquarz und durch ein zweites Polarisationsprisma; dabei wurde das Bild der Streifen, die in dem Fresnelschen Doppelprisma entstanden, auf dem Spalt des Quarzspektrographen abgebildet. Nicolsche Prismen sind wegen der Absorption in der Kanadabalsamschicht für das ultraviolette Spektralgebiet nicht verwendbar. Die Drehungsrichtung, die sich für die Linie 2536 Å.-E. ergab, war dieselbe, die für die D-Linien des Natriums gilt. Daraus können wir schließen, daß die Linie von negativen Elektronen herrührt.

Eine eingehendere Untersuchung der Dispersion und der Magnetooptik des Dampfes werde ich in Angriff nehmen, sobald der erforderliche Quarzglasapparat hergestellt sein wird. Ein weites Rohr mit planparallelen Endplatten, die gleichfalls aus Quarzglas gefertigt und unmittelbar an das Rohr angeschmolzen werden, ist bei Heraeus in Arbeit.

Johns Hopkins University, Baltimore, im Mai 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 16. Juni 1909.)

Über den Verlauf der Dispersion im elektrischen Spektrum des Wassers.

Von A. R. Colley[1]).

In dieser Abhandlung sind die Resultate der Untersuchung der Dispersion im elektrischen Spektrum des Wassers zusammengestellt. Die Anordnung der Methode und die Einzelheiten der Messungen sind in der Abhandlung „Über die Anordnungen der Methode der Drahtwellen für Zwecke der Untersuchung der Dispersion im elektrischen Spektrum von Flüssigkeiten“[2]) dargelegt worden.

In dieser Abhandlung ist es daher möglich, die Resultate der Messungen anzugeben, ohne sich länger bei den weniger wichtigen Einzelheiten der Untersuchung aufzuhalten. Notwendige Bemerkungen und Aufklärungen werden an den betreffenden Stellen gemacht.

Die Resultate der Messungen.

Die Messungen wurden in destilliertem Wasser ausgeführt (elektr. Leitfähigkeit $= 5 \cdot 10^{-10}$ Q.E.). Besondere Mittel, das Wasser zu reinigen, hatte man nicht gebraucht, denn in Übereinstimmung mit den Resultaten der Untersuchung anderer Autoren[3]) ist konstatiert worden, daß nicht zu weitgehende Verunreinigung des Wassers keinen merklichen Einfluß auf die gewonnenen Resultate hatte. Die Resultate sind in den weiter folgenden Tabellen zusammengestellt, die nach dem Typus der Tabelle auf S. 339 Abh. I angeordnet sind, dabei sind die früheren Bezeichnungen beibehalten: $\frac{\Lambda}{2}$ = halbe Wellenlänge in Luft, $\frac{\lambda}{2}$ = halbe Wellenlänge in Wasser, t = Temperatur des Wassers, n = Brechungsindex bei der Temperatur T, $n_{17,0}$ = Brechungsindex bei $17,0^0$.

Die Messungen sind nach Ordnung der abnehmenden Wellenlängen in Luft angeordnet. Die Reihenfolge, in der die Messungen ausgeführt worden sind, ist in Kolumne 6 mit entsprechender Nummer angegeben. In Kolumne 7 sind Bemerkungen, die sich auf einzelne Messungen beziehen, gegeben, dabei bedeuten: d = Abstand der Drähte, l = Länge der Brücke zwischen Primärsystem und Sekundärsystem, P. B. = Plattenbrücke, Sch. B. = Schachtelförmige Brücke, Sch. B. m. K. = Schachtelförmige Brücke mit Kohle[4]).

1) Unter Mitwirkung des Verfassers aus dem Russischen übersetzt aus dem Journ. d. Russ. physik. Ges. **39**, 210, 1907.

2) Diese Zeitschr. **10**, 329, 1909. Die Abhandlung soll weiter als Abhandlung I zitiert werden.

3) P. Drude, Wied. Ann. **59**, 20, 1896.

4) Vgl. Abh. I, S. 336.

Die Messungen wurden zu verschiedenen Zeiten (1901—1905) bei verschiedenen Anordnungen und Apparaten (Tröge für Wasser) ausgeführt. Bei hinreichender Größe der Tröge (Abh. I, S. 335) hat man nie den Einfluß der Dimensionen der Tröge auf die gemessene Größe des Brechungsindex bemerkt, weshalb die Dimensionen der Tröge auch nicht näher in den Tabellen angegeben sind.

Alle Messungen sind auf 17,0⁰ mit Hilfe der Formel

$$n_t = n_{17,0} - 0{,}022\,(t - 17{,}0^0)$$

reduziert worden.

Die gewonnenen Resultate gestatten den Verlauf der Dispersion im untersuchten Wellenintervall näher zu verfolgen. Die in den Tabellen I, II, III zusammengebrachten Messungen bestimmen entsprechend die Kurven I, II, III[1]). Die Beobachtungspunkte sind mit ○ × + bezeichnet und in gleicher Weise, wie in den Tabellen, numeriert; als Abszissen sind die Halbwellenlängen in Millimeter aufgetragen. Ungeachtet der genügend großen Anzahl von Messungen reicht die Zahl der erhaltenen Punkte bei weitem nicht aus, damit man danach die Dispersionskurven in allen Teilen

Tabelle I.

Anordnung I $d = 15$ mm.

	$\frac{\Lambda}{2}$	$\frac{\lambda}{2}$	t	n_t	$n_{17,0}$	Nr.		Anmerkung
1	552,55	61,99	20,0	8,913	8,979	6	l = 15 mm	Sch. B.
2	483,82	53,80	20,3	8,992	9,065	5		„ „
3	354,26	39,48	20,6	8,973	9,052	10	l = 30 „	„ „
4	345,78	39,01	20,2	8,363	8,933	9		„ „
5	343,82	38,81	20,6	8,859	8,938	8		„ „
6	338,08	38,12	20,9	8,881	8,967	7		„ „
7	327,30	36,84	20,6	8,884	8,963	4	l = 15 „	„ „
8	315,47	35,59	21,6	8,864	8,965	11		„ „
9	304,85	34,27	20,2	8,895	8,965	3	l = 25 „	„ „
10	285,45	31,92	20,0	8,943	9,009	2	l = 15 „	„ „
11	280,76	31,19	21,4	9,001	9,098	47		„ „
12	276,72	30,70	21,2	9,014	9,106	48		„ „
13	270,59	30,03	21,0	9,010	9,098	46		„ „
14	266,07	29,76	20,8	8,940	9,024	45		„ „
15	263,60	29,48	19,7	8,941	9,000	1		„ „
16	262,14	29,66	18,1	8,838	8,862	50		„ „
17	261,19	29,44	18,9	8,872	8,914	51		„ „
18	259,49	29,24	20,4	8,874	8,949	43		„ „
19	258,56	28,79	21,0	8,977	9,065	44		„ „
20	257,30	28,33	17,7	9,082	9,097	49		„ „
21	253,81	28,49	20,7	8,908	8,989	42		„ „
22	248,93	27,77	21,4	8,964	9,061	41		„ „
23	248,60	27,86	22,1	8,930	9,042	18		„ „
24	247,82	28 00	22,4	8,851	8,970	14		„ „
25	245,03	27,62	21,5	8,872	8,971	23		„ „
26	242,71	27,27	22,0	8,900	9,010	17		„ „
27	239,26	26,94	21,6	8,881	8,982	22		„ „
28	238,46	26,92	21,8	8,858	8,964	13		„ „
29	236,68	26,55	21,8	8,914	9,020	19		„ „
30	234,57	26,43	21,9	8,875	8,983	20		„ „
31	233,18	26,42	22,0	8,826	8,936	21		„ „
32	232,52	26,20	22,8	8,874	9,002	15		„ „
33	230,34	25,88	22,9	8,900	9,030	16		„ „
34	226,55	25,52	21,6	8,877	8,978	12		„ „
35	226,22	25,42	21,5	8,899	8,998	32		„ „
36	223,62	25,17	20,0	8,884	8,950	31		„ „
37	221,90	24,77	18,2	8,958	8,984	33		„ „
38	221,07	25,13	22,1	8,797	8,909	33		„ „
39	220,34	25,16	22,3	8,758	8,875	35		„ „
40	219,63	24,36	14,7	9,016	9,964	30		„ „
		24,90	23,9	8,820	8,972			
41	216,17	24,49	22,6	8,826	8,946	36		„ „
42	214,33	24,22	21,0	8,849	8,937	38		„ „
43	214,03	24,37	22,4	8,782	8,901	37		„ „
44	213,84	24,19	21,4	8,840	8,937	39		„ „
45	212,43	23,72	21,8	8,956	9,062	24		„ „
46	210,93	23,55	20,8	8,956	9,040	40		„ „
47	207,11	23,36	21,8	8,866	8,972	25		„ „
48	206,02	23,20	19,8	8,880	8,942	29		„ „
49	205,63	23,39	22,8	8,791	8,919	28		„ „
50	205,14	23,24	22,1	8,827	8,939	26		„ „
51	204,45	22,97	22,0	8,900	9,010	27		„ „

1) Auf Doppeltafel VI.

Tabelle II. Anordnung II $d = 10$ mm.

	$\frac{A}{2}$	$\frac{\lambda}{2}$	t	n_t	$n_{17,0}$	Nr.		Anmerkung
1	372,85	42,26	23,1	8,822	8,956	4		P. B.
2	372,64	41,77	18,2	8,921	8,947	1		„ „
3	352,54	39,87	23,1	8,842	8,972	5		„ „
4	326,94	37,09	23,4	8,814	8,955	6		„ „
5	313,94	35,60	23,5	8,818	8,961	7	l = 10 mm	„ „
6	313,65	35,06	17,8	8,946	8,964	37		Sch. B.
7	292,03	32,96	21,5	8,860	8,959	9		P. B.
8	282,96	32,01	23,3	8,839	8,978	8		„ „
9	281,65	31,69	21,0	8,887	8,975	10		„ „
10	273,55	30,57	18,7	8,950	8,987	2		„ „
11	271,51	30,17	17,6	8,999	9,012	27	l = 8 „	Sch. B. m. K.[1])
12	270,41	29,97	17,6	9,023	9,036	54		Sch. B.
13	269,10	29,84	17,4	9,018	9,027	55		„ „
14	267,75	29,73	18,2	9,006	9,032	53		„ „
15	263,55	29,40	16,3	8,964	8,949	57		„ „
16	262,56	29,61	17,2	8,867	8,871	56		„ „
17	262,00	29,61	17,9	8,848	8,868	52		„ „
18	259,55	29,15	20,5	8,904	8,981	11	l = 10 „	Sch. B. m. K.
19	246,82	27,84	21,1	8,865	8,955	12		„ „ „ „
20	245,12	27,75	23,1	8,833	8,967	16		Vibrator an der Hinterbrücke.
21	231,30	26,21	21,6	8,821	8,922	13		Sch. B. m. K.
22	231,20	25,66	16,1	9,009	8,989	3		P. B.
23	223,68	25,25	21,1	8,859	8,949	67		Sch. B.
24	221,90	25,17	20,7	8,816	8,897	66		„ „
25	220,52	24,79	20,0	8,896	8,962	65		„ „
26	220,09	24,92	18,4	8,831	8,862	20	l = 8 „	Sch. B. m. K.
27	219,68	25,16	20,0	8,731	8,797	64		Sch. B.
28	217,76	24,88	22,6	8,752	8,875	63		„ „
29	215,15	24,83	22,1	8,665	8,777	62	l = 10 „	„ „
30	213,07	24,94	21,8	8,623	8,729	61		„ „
31	211,46	24,44	21,6	8,652	8,753	60		„ „
32	210,05	23,96	18,1	8,767	8,791	25	l = 8 „	Sch. B. m. K.
33	208,55	23,81	17,1	8,756	8,758	40		Sch. B.
34	208,17	24,28	22,9	8,574	8,704	59		„ „
35	207,72	23,76	16,8	8,738	8,734	36		„ „
36	206,64	23,75	22,3	8,700	8,817	58		„ „
37	205,88	23,48	17,0	8,768	8,768	39		„ „
38	204,21	23,30	16,9	8,764	8,762	38		„ „
39	203,99	23,27	19,0	8,765	8,809	30	l = 15 „	„ „
40	203,91	23,16	16,7	8,806	8,799	35		„ „
41	202,09	23,04	17,3	8,771	8,778	28		„ „
42	200,72	21,71	16,7	8,834	8,827	41		„ „
		22,62	17,1	8,818	8,820			„ „
43	199,46	22,69	19,0	8,790	8,834	43		Sch. B. m. K.
		22,64	17,3	8,810	8,817			Metallwände im Meßtroge.
44	198,92	22,56	17,4	8,812	8,821	42		Sch. B.
45	197,77	22,23	17,1	8,896	8,898	34		„ „
46	195,08	22,20	16,8	8,787	8,783	29		„ „
47	194,95	22,24	17,3	8,766	8,773	50		„ „
		22,17	17,6	8,756	8,769			„ „
48	194,13	22,11	16,8	8,775	8,771	51		„ „ anderer Dimension.
		22,14	17,6	8,772	8,785			Metallwände im Meßtroge.
49	193,73	22,11	17,5	8,762	8,773	44		Sch. B.
50	192,79	21,94	17,4	8,787	8,796	49		„ „
51	192,15	21,81	17,3	8,810	8,817	48	l = 10 „	„ „
52	192,04	21,87	17,3	8,827	8,834	32		„ „
53	191,25	21,64	17,7	8,838	8,853	45		„ „
54	190,63	21,55	17,0	8,846	8,846	33		„ „
55	189,38	21,33	17,3	8,878	8,885	46		„ „
56	188,01	21,40	22,4	8,785	8,904	14		Sch. B. m. K.
57	185,51	20,95	17,5	8,855	8,866	47		Sch. B.
58	181,92	20,59	16,1	8,835	8,815	31		„ „
		20,96	23,2	8,679	8,815			„ „
59	180,70	20,66	22,5	8,738	8,859	15		Sch. B. m. K.
60	179,15	20,20	17,1	8,868	8,870	21		„ „ „ „
61	174,53	19,78	16,9	8,822	8,820	22	l = 8 „	„ „ „ „
62	166,08	18,90	17,5	8,787	8,798	20		„ „ „ „
63	158,25	18,26	22,7	8,666	8,791	17	l = 10 „	„ „ „ „
64	150,66	17,41	19,2	8,648	8,696	18		„ „ „ „
65	139,01	—	—	—	—	23	l = 8 „	„ „ „ „
66	117,35	13,88	71,6	8,454	8,467	24		Sch. B.
67	112,02	13,40	18,6	8,360	8,395	19	l = 5 „	Sch. B. m. K.

1) Der Abstand der Drähte des erregenden Systems ist gleich l, für „l“ kleiner als „d“.

Tabelle III.
Anordnung III $d = 5$ mm.

	$\frac{\Lambda}{2}$	$\frac{\lambda}{2}$	t	n_t	$n_{17,0}$	Nr.		Anmerkung
1	403,10	44,79	19,0	9,000	9,044	1	l = 5 mm	Sch. B.
2	342,81	38,37	18,3	8,934	8,963	2		„ „
3	297,14	33,35	18,8	8,909	8,949	3	l = 8 „	„ „
4	277,35	31,15	19,2	8,903	8,951	4		„ „
5	268,42	29,99	19,6	8,950	9,007	5	l = 5 „	„ „
6	259,60	29,06	19,3	8,933	8,984	6		„ „
7	208,26	23,76	18,8	8,765	8,805	7		„ „
8	207,25	23,49	17,6	8,822	8,835	26		„ „
9	206,89	23,56	18,8	8,781	8,821	12		„ „
10	204,93	23,41	18,7	8,754	8,791	9		„ „
11	203,27	23,35	18,5	8,705	8,738	8		„ „
12	203,22	23,00	18,8	8,836	8,876	11		„ „
13	202,21	22,86	18,4	8,845	8,876	10		„ „
14	201,72	22,84	17,6	8,832	8,845	25		„ „
15	198,82	22,57	14,7	8,809	8,758	22		„ „
16	197,10	22,27	15,3	8,851	8,814	23		„ „
17	194,50	22,15	14,5	8,781	8,726	24		„ „
18	193,90	21,94	18,0	8,837	8,856	18		„ „
19	191,96	21,74	16,4	8,831	8,818	19		„ „
20	191,87	21,93	16,2	8,749	8,731	17		„ „
21	191,26	21,74	15,0	8,797	8,753	21		„ „
22	190,47	21,59	15,9	8,822	8,798	20		„ „
23	188,94	21,48	17,2	8,796	8,800	13		„ „
24	186,43	20,70	17,0	9,006	9,006	14		„ „
25	185,18	20,57	15,5	9,002	8,969	16		„ „
26	184,36	20,63	16,3	8,937	8,922	15		„ „

genau darstellen könnte. Jedenfalls aber genügen diese Messungen, um die Natur der Erscheinung ganz bestimmt zu erklären; zu dem Zwecke sind manche von den Dispersionsbanden mit hinreichender Genauigkeit ausgemessen und auf Grund einer hinreichenden Anzahl von Punkten gezeichnet worden. Die erhaltenen Resultate beweisen es unbedingt, daß nach dem Verlaufe der Dispersion der Charakter der beobachteten Dispersionsbanden im elektrischen Spektrum mit den im Lichtspektrum beobachteten Banden identisch ist[1]).

Eine genauere Diskussion der Kurven wird weiter unten gegeben, bei dieser Gelegenheit werden auch die Gründe aufgezählt, welche es bedingen, daß die Kurven I, II, III nicht zusammenfallen.

Von dem Temperaturkoeffizienten.

Alle gemessenen Größen des Brechungsindex sind auf $17,0^0$ mit Hilfe des Temperaturkoeffizienten reduziert worden, welcher auf Grund der Messungen berechnet war, die dem dispersionsfreien Teil des Wasserspektrums angehören.

Die Zulässigkeit eines solchen Verfahrens kann Zweifel erregen, da der Temperaturkoeffizient innerhalb der Dispersionsbanden ein anderer sein kann; dabei kann sich seine Größe von einem Punkte der Kurve zum anderen ändern. Um die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten nicht längs des ganzen Spektrums ausführen zu brauchen, sind alle Messungen (mit wenigen Ausnahmen), die sich auf eine bestimmte Reihe von Beobachtungen beziehen, bei Temperaturen gemacht worden, die in einem verhältnismäßig kleinen Intervall schwankten. Der Einfluß der nicht hinreichend genau bekannten Größe des Temperaturkoeffizienten auf den Verlauf der Dispersionskurven konnte deshalb nicht bedeutend sein.

Über anomale Absorption.

In Zusammenhang mit dem Charakter der Dispersionsbanden sollte man erwarten, daß eine anomale Absorption begleiten würde. Die benutzte Methode, welche spezielle Zwecke verfolgte, war für die Untersuchung der Absorption wenig geeignet. Letztere könnte nur in dem Falle beobachtet werden, wenn sie so groß wäre, daß die der genauen Ausmessung zugängliche Zahl der Knotenpunkte im Wasser für bestimmte Perioden weniger betrüge als gewöhnlich. Aus der Betrachtung des Beobachtungsmaterials geht aber hervor, daß die Absorption anscheinend stark genug war, um sich auf diesem Wege bemerkbar zu machen. Zur Illustration sollen z. B. folgende Beobachtungen dienen. In Tabelle I wurde der Brechungsindex für Punkte von Nr. 4—13 im Mittel aus 10 Knoten in Wasser bestimmt, für Punkt Nr. 14 aus 8, für Punkte Nr. 15 und 16 aus 7, für Punkt Nr. 17 aus 8, für Punkte

1) Vgl. z. B. A. Pflüger, Wied. Ann. 56, 412, 1895.

Nr. 18 und 19 aus 9. Aus der Tabelle II bestimmte sich der Brechungsindex für Punkte neben Punkt Nr. 65 liegend aus 4—6 Knoten, für Punkt Nr. 65 waren die Bestimmungen des zweiten Knotens unsicher[1]). Die beschriebenen Besonderheiten werden ungezwungen durch Vorhandensein anomaler Absorption erklärt. Das Maximum solcher Absorption ist in engem Intervall der Änderung von $\frac{\Delta}{2}$, in Grenzen von 2—3 mm verhältnismäßig deutlich merkbar und liegt näher an dem unteren Teile der Bande, manchmal ganz unten.

Wenn wegen der Besonderheiten der Beobachtung die Resultate der Untersuchung der Absorption durchaus nicht die Sicherheit und Zuverlässigkeit besitzen, wie die Resultate der Untersuchung der Dispersion, und man zur Untersuchung dieser Erscheinung die gerade Methode anwenden muß, so ist wegen der Natur der Erscheinung kein Grund vorhanden, an dem Vorhandensein anomaler Absorption zu zweifeln, falls das Vorhandensein von Dispersionsbanden festgestellt worden ist. Solche Absorption im Spektrum des Wassers ist wirklich von einigen Autoren beobachtet und für bestimmte Wellenlängen gemessen worden[2]). Es erscheint daher notwendig, den möglichen Einfluß solcher Absorption anf die Messungen des Brechungsindex zu besprechen.

Die möglichen Einflüsse der Absorption auf die Ausmessung des Brechungsindex.

a) Die Reflexion der Wellen an der Fläche der absorbierenden Flüssigkeit ist von einer Phasenverschiebung, deren Größe durch den Absorptionskoeffizienten und den Brechungsindex bestimmt ist, begleitet.

Für richtige Einstellung der Flüssigkeitsgrenze soll die Phasenverschiebung in Betracht gezogen werden. Alle oben angeführten Resultate sind bei richtiger Einstellung für nicht absorbierbare Flüssigkeiten gewonnen, d. h. im Falle der Absorption ist einige Ungenauigkeit zugelassen, was seinerseits auf das Resultat der Ausmessung des Brechungsindex Einfluß haben sollte (vgl. Abh. I, S. 335). Die Größenordnung des zugelassenen Fehlers läßt sich auf Grund der Theorie von Drude in folgender Weise bestimmen.

Die Änderung der Phase ist durch den Ausdruck

$$\operatorname{tg} 2\pi\Delta = \frac{2nk}{n^2 + n^2k^2 - 1}$$

gegeben, wo „n" der Brechungsindex, „k" der Absorptionskoeffizient, der aus dem Ausdruck $e^{-2\pi k \frac{z}{\lambda}}$ bestimmt ist (z = Fortpflanzungsrichtung der Wellen, λ = Wellenlänge in der Flüssigkeit). Man wird den Grenzwert des zugelassenen Fehlers bekommen, falls für „k" der Wert aus dem höchst absorbierenden Teile des Spektrums, für „n" die kleinste aus den beobachteten Größen genommen wird.

Auf Grund der Messungen von Wildermuth (l. c.) ist „k" $\frac{\Delta}{2} = 110$ mm, (d. h. in dem Teile des Spektrums mit stärkerer Absorption) $= 0{,}04$, „n" lassen wir zu 8,400; Δ berechnet sich dann zu 0,003 und die Korrektion der Einstellung, die $\Delta \times \frac{\Delta}{2}$ gleich ist, beträgt für $\frac{\Delta}{2} = 150$ mm — 0,45 mm. Um diese Größe ist die Flüssigkeitsgrenze bei richtiger Einstellung in Richtung des erregenden Systems zu verschieben.

Die unrichtige Lage der Flüssigkeitsgrenze bis zu dem oben angeführten Werte kann, wie es aus Abh. I, S. 335 folgt, keine merkliche Ungenauigkeit in den Messungen zur Folge haben.

b) Bei Vorhandensein von Absorption ist der Unterschied in den Werten der zeitlichen Dämpfung von Schwingungen bei Messungen in Luft und Flüssigkeit besonders bedeutend. Die Folgen davon sind in Abhandlung I, S. 338 besprochen worden.

Die Diskussion der Dispersionskurven.

Die bei verschiedenen Anordnungen erhaltenen Dispersionskurven zeigen folgende Sonderheiten: In dem Teile, wo Wasser keine Dispersion besitzt, haben alle Kurven einen identischen Verlauf und geben für den Brechungsindex dieselbe Größe[1]). Die Dispersionsbanden 1_1 und 1_2, die sorgfältig aus den Kurven I und II ausgemessen sind, sind offenbar qualitativ identisch, weil sie denselben charakteristischen Verlauf zeigen und an dieselbe Stelle des Spektrums gehören, quantitativ ist der Verlauf der Kurven jedoch verschieden. Aus dem

1) Die Länge der Welle in Luft für Punkte Nr. 62—67 der Tabelle II wurde aus 10—11 Knoten bestimmt; in Wasser dagegen konnten nur 4—6 Knoten sicher beobachtet werden. Schon dieser Umstand weist anscheinend auf bedeutende Absorption hin; weil aber bei Messungen in kurzen Wellen eine bedeutende Schwächung der Wellen in Wasser von dem bedeutenden Verlust der Wellenenergie über die bewegliche Brücke abhängen kann, so ist mit einiger Sicherheit auf die Größe der Absorption nur auf Grund einer vergleichenden Schätzung der Intensität der Wellen in Wasser von benachbarten Punkten zu schließen.

2) Zur Literatur nach den Methoden und Resultaten der Untersuchung anomaler Absorption in Wasser. Vgl. P. Drude, Wied. Ann. **61**, 466, 1897; **65**, 499, 1898; W. D. Coolidge, Wied. Ann. **69**, 125, 1899; K. Wildermuth, Ann. d. Phys. **8**, 212, 1902; O. Berg, Ann. d. Phys. **15**, 307, 1904; O. v. Baeyer, Ann. d. Phys. **17**, 30, 1905.

1) Vgl. unten Doppeltafel VI.

Vergleich der Banden 9_1—14_1 mit den Banden 9_2—14_2 und den Banden 14_2—19_2 mit den Banden 14_3—19_3 geht hervor, daß die entsprechenden (gleich numerierten) Banden untereinander verschoben sind und zu verschiedenen Teilen des Spektrums gehören. Auf diese Weise kommt man zu dem scheinbar sich widersprechenden Resultat, daß eine innere Eigenschaft des Wassers, so wie es seine Dispersion ist, von der Vessuchsanordnung abhängig ist. Es wird gelingen, uns in den beschriebenen Sonderheiten zu orientieren, wenn wir unsere Aufmerksamkeit zuerst darauf richten, daß bei Dispersionsuntersuchungen im elektrischen Spektrum ein allgemeinerer Fall, als in der Optik vorliegt, da die elektrischen Schwingungen zeitlich gedämpfte Schwingungen sind. Es ist natürlich anzunehmen, daß der Verlauf der Dispersion von der zeitlichen Dämpfung der Schwingungen abhängt; dann finden auch die angezeigten Eigenschaften der Kurven ihre einfache Erklärung, weil die Dämpfung der Schwingungen von der Versuchsanordnung abhängig ist.

Um die gemachte Annahme prüfen zu können, wurde folgende Reihe von Messungen ausgeführt: Bei der Anordnung, für welche man die Kurve I erhalten hat, ist zwischen die Drähte des erregenden Systems ein Stück Kokskohle, so wie es in Abh. I, S. 338 beschrieben ist, gebracht; damit war die Dämpfung des primären Systems vergrößert, in den übrigen Beziehungen blieb aber die Anordnung unverändert[1]).

Die bei solcher Anordnung erhaltenen Resultate im Bereiche der Banden 1 und 2 sind in der Tabelle IV zusammengestellt und bestimmen die Kurve IV.

Tabelle IV.

	$\frac{\Lambda}{2}$	$\frac{\lambda}{2}$	t	n_t	$n_{17,0}$	Nr.		Anmerkung
1	310,95	34,56	15,3	8,997	8,960	16	$l = 15$ mm	Sch. *B*
2	286,62	31,91	16,0	8,982	8,960	2		„
3	276,12	31,16	21,2	8,861	8,953	1		„
4	267,94	29,67	14,5	9,027	8,972	5		„
5	266,68	29,28	13,5	9,106	9,029	6		„
6	265,56	29,24	14,7	9,082	9,031	3		„
7	263,96	29,01	14,0	9,098	9,032	7		„
8	262,36	29,16	15,1	8,997	8,955	4		„
9	261,25	29,04	12,8	8,996	8,904	8		„
10	259,60	28,80	14,2	9,014	8,952	9		„
11	257,84	28,48	13,9	9,053	8,985	10		„
12	257,07	28,23	14,3	9,102	9,043	11		„
13	256,58	28,23	14,7	9,089	9,038	12		„
14	255,15	28,08	13,9	9,086	9,018	13		„
15	253,24	28,00	13,7	9,044	8,973	15		„
16	252,30	27,98	14,3	9,017	8,958	14		„

1) Die Veränderung der Dämpfung kann durch Veränderung der Dämpfung sowohl des Primärsystems als auch des Sekundärsystems, welche miteinander gekoppelt sind, erreicht werden.

Es ist uns auf diese Weise gelungen, indem wir die Dämpfung des Systems vergrößerten, tatsächlich den quantitativen Verlauf der Dispersionskurve zu verändern.

Beim Vergleich der Kurven I bis IV kommt man zum Schluß, daß die Kurve II in dem betrachteten Teile des Spektrums einer gedämpfteren Welle, als die Kurve I, die Kurve III der gedämpfteren, als die Kurve II entsprechen.

Die Bande 1_{IV} erscheint dabei in Vergleich mit der Bande 1_I in Richtung kürzerer Wellen deutlich verschoben.

Obgleich die vermutlich entsprechenden Banden auf den Kurven I, II, III identisch bezeichnet sind, so soll an dieser Stelle ausdrücklich bemerkt werden, daß sowohl wegen des komplizierten Baues des Spektrums und der verhältnismäßig geringen Zahl der Messungen, als auch aus Gründen, welche im folgenden Absatz näher erläutert werden, durchaus keine hinreichende Sicherheit dafür vorhanden ist, daß die gezeichneten Kurven den Verlauf der Dispersion in allen Teilen wirklich richtig darstellen.

Wir verzichten deswegen auf einen eingehenden Vergleich der Kurven und möchten an dieser Stelle nur die Schlüsse hervorheben, welche aus dem gewonnenen Beobachtungsmaterial mit Sicherheit zu ziehen sind. Es sind:

1. Das Spektrum des Wassers besteht im untersuchten Intervall aus einer großen Anzahl von Spektralbanden, welche nach ihrer Natur mit den Spektralbanden im sichtbaren Spektrum identisch sind.

2. Der Verlauf der Dispersion hängt von der zeitlichen Dämpfung der Schwingungen in hohem Maße ab, dabei erscheinen die Banden öfters bei steigender Dämpfung in Richtung der kürzeren Wellen verschoben.

In Zusammenhang mit den erhaltenen Resultaten soll folgendes bemerkt werden:

a) Nachdem die anomale Absorption im elektrischen Spektrum von Drude entdeckt wurde, drängte sich die Frage nach der Natur dieser Absorption auf. Die Annahme, daß hier eine Erscheinung vorliegt, die mit der Absorption in Spektralbanden des optischen Spektrums identisch ist, zwang zur Annahme, daß zwischen den Eigenperioden der Moleküle Perioden vorhanden sind, denen meterlange Wellen entsprechen. Ein solches Mißverhältnis zwischen den Dimensionen der Molekülvibratoren und den ihnen entsprechenden Wellen schien wenig wahrscheinlich und veranlaßte, eine andere Erklärung der Erscheinung zu suchen. Eine Erklärung solcher Art enthält die Theorie von Drude[1]), welche von der Vorstellung eines Mittels ausgeht, welches aus leitenden Teilchen

1) W. Drude, Wied Ann. **64**, 131, 1898.



in isolierender Umgebung gebildet ist. Diese Theorie kommt zum Schlusse, daß die Existenz des Maximums der Absorption und der reinen anomalen Dispersion, d. h. der Verkleinerung des Brechungsindex bei Verkleinerung der Wellenlänge weit von den Eigenperioden der Moleküle möglich sei. Zum selben Resultat führt die Annahme sehr großer Dämpfung der Eigenschwingungen der Moleküle, was offenbar in voller Übereinstimmung mit der Tatsache stand, daß das beobachtete Bereich der Absorption eine bedeutende Breite besitzt.

Die oben angeführten Resultate zeigen deshalb, daß die Theorie von Drude in dem untersuchten Intervall des Spektrums nicht anwendbar ist. Der beobachtete Verlauf der Dispersionskurven weist darauf hin, daß die Dispersionsbanden im elektrischen Spektrum durch Eigenperioden der Molekularschwingungen bedingt sind. Die Breite des Bereiches der Absorption ist aber durch den komplizierten Bau des Spektrums zu erklären. Es ist vielleicht überflüssig zu bemerken, daß vom Standpunkte der Elektronentheorie das Vorhandensein so langsamer Schwingungen nichts Unwahrscheinliches bietet.

Die elektrischen Schwingungen im Molekül sind als Konvektionsströme der bewegten Elektronen oder vielleicht der Teile des Moleküls, die die Ladungen tragen, zu betrachten. Die Kräfte, unter deren Einfluß die Schwingungen sich vollziehen, gehören zu den inneren oder Molekularkräften, deren Natur sehr wenig bekannt ist. Es gibt also keine Gründe, anzunehmen, daß zwischen den Dimensionen der Moleküle und den Perioden ihrer Schwingungen auch nur ein entferntes Verhältnis bestände.

b) Bei Beurteilung der Bedeutung, welche die Entdeckung des oben besprochenen Einflusses der zeitlichen Dämpfung der Schwingungen auf den Verlauf der Dispersion für die weitere Aufklärung des Mechanismus der Ausbreitung der Wellen haben könnte, ist zu berücksichtigen, daß hier, in Ergänzung zu den Untersuchungen im optischen Spektrum, die Erscheinung für diejenige Zeitperiode der Beobachtung zugänglich wird, wo die Polarisation des Mittels sich erst ausbildet und der stationäre Zustand noch nicht erreicht ist. Es erscheint deswegen von Interesse, die für das elektrische Spektrum erhaltenen Resultate mit den theoretischen Ergebnissen von Sommerfeld und den an den Vortrag von Sommerfeld anknüpfenden Betrachtungen von W. Voigt[1]) in Zusammenhang zu bringen.

Wenn auch die Einzelheiten der Erscheinung erst auf Grund einer Dispersionstheorie für gedämpfte Schwingungen ihre genauere Beschreibung finden werden, so machen es die oben angedeuteten Betrachtungen möglich, die Vermutung auszusprechen, daß die im elektrischen Spektrum bestimmten Brechungsindizes erst als gewisse Mittelwerte zu verstehen sind, da die Phasengeschwindigkeit für die Zeitperiode, wo der stationäre Zustand der Polarisation des Mittels noch nicht erreicht ist, nicht als konstant angenommen werden darf.

1) A. Sommerfeld, diese Zeitschr. **8**, 841, 1907.

Über den Einfluß der Dämpfung auf die Messungen des Brechungsindex innerhalb der Dispersionsbanden.

Wegen der starken Abhängigkeit der Werte des Brechungsindex von der zeitlichen Dämpfung der Schwingungen, welche bei Messungen innerhalb der Dispersionsbanden beobachtet worden ist, ist zu berücksichtigen, daß dieser Umstand bedeutende Fehler in die Messungen innerhalb der Dispersionsbanden hineinbringen kann. Tatsächlich: ist die zeitliche Dämpfung der Schwingungen für verschiedene Knotenlagen der beweglichen Brücke verschieden, so gehört zu jedem Knoten ein Brechungsindex. Die Bestimmung der Wellenlänge aus der relativen Lage der Knoten, z. B. der Knoten „*m*" und „1", ist deshalb unrichtig, weil zu dem Knoten „*m*" nicht der beobachtete Knoten 1 gehört, sondern der, welcher erhalten wird, wenn seine Lage für dieselbe Dämpfung, welche dem Knoten „*m*" entspricht, bestimmt werden könnte. Da Fehler solcher Art sowohl Größe als auch Vorzeichen von Punkt zu Punkt ändern müssen, so kann dabei der Verlauf der Dispersionskurve wesentlich verletzt erscheinen. Es muß deshalb versucht werden, den möglichen Einfluß dieser Fehlerquelle auf Grund des vorhandenen Beobachtungsmaterials zu schätzen.

Zuerst soll nachgesehen werden, ob die Abstände zwischen den Knoten auch innerhalb der Dispersionsbanden gleich sind. Wir wollen uns deshalb nach einigen Protokollen der Messungen richten, welche für Punkte genommen sind, wo ein solcher Einfluß am bedeutendsten zu erwarten ist.

In Zeile „Ber." sind die Knotenlagen, die unter der Annahme, daß die Abstände zwischen den Knoten gleich sind, berechnet und angeführt.

Nr. 1. Tabelle I. Punkt Nr. 43. $\frac{\Lambda}{2} = 214{,}03$ mm.

Wellen im Wasser.

Beob.	114,66	139,16	— — — —	236,38	261,09
Ber.	114,71	139,08	— — — —	236,56	260,93
Fehler	−0,05	+0,08	— — — —	−0,18	+0,16

$\frac{\lambda}{2} = 24{,}37$ mm.

Nr. 2. Tabelle I. Punkt Nr. 45. $\frac{\Lambda}{2} = 212,43$ mm.

Wellen im Wasser.

Beob.	115,60	139,10	————	233,88	258,01
Ber.	115,49	139,21	————	234,09	257,81
Fehler	+0,11	—0,11	————	—0,21	+0,20

$$\frac{\lambda}{2} = 23,72 \text{ mm.}$$

Nr. 3. Tabelle II. Punkt Nr. 53. $\frac{\Lambda}{2} = 191,25$ mm.

Wellen im Wasser.

Beob.	54,43	76,08	97,67	119,67	141,09	162,50
Ber.	54,47	76,11	97,75	119,39	141,03	162,67
Fehler	—0,04	—0,03	—0,08	+0,28	+0,06	—0,17

$$\frac{\lambda}{2} = 21,64 \text{ mm.}$$

Nr. 4. Tabelle III. Punkt Nr. 21. $\frac{\Lambda}{2} = 191,26$ mm.

Wellen im Wasser.

Beob.	59,01	80,83	————	145,93	167,80
Ber.	59,04	80,78	————	146,00	167,74
Fehler	—0,03	+0,05	————	—0,07	+0,06

$$\frac{\lambda}{2} = 21,74 \text{ mm.}$$

Nr. 5. Tabelle III. Punkt Nr. 24. $\frac{\Lambda}{2} = 186,43$ mm.

Wellen im Wasser.

Beob.	59,55	80,33	————	163,25	183,69
Ber.	59,60	80,30	————	163,10	183,80
Fehler	—0,05	+0,03	————	+0,15	—0,11

$$\frac{\lambda}{2} = 20,70 \text{ mm.}$$

Die Übereinstimmung zwischen den berechneten und beobachteten Lagen der Knoten ist dieselbe, wie in dem Teile, wo Wasser keine Dispersion besitzt, und wo deshalb ein solcher Einfluß nicht bestehen kann; man muß allerdings bezweifeln, ob die Differenz von 0,1 bis 0,3 mm in den Abständen der nächsten und der weiterliegenden Knoten auf Grund solcher Protokolle festgestellt werden könnte.

Aber auch in dem Falle, wo die Abstände zwischen den Knoten streng gleich wären, könnte dieser Umstand als kein Beweis dafür gelten, daß der zu untersuchende Einfluß gleich Null ist.

Tatsächlich: Es entspreche dem ersten Knoten die halbe Wellenlänge $\frac{\lambda_1}{2}$, dem zweiten $\frac{\lambda_2}{2} = \frac{\lambda_1}{2} + \eta_2$, dem m-ten Knoten $\frac{\lambda_m}{2} = \frac{\lambda_1}{2} + \eta_m$, dann sind die Lagen der Knoten, die $\frac{\lambda_1}{2}$, $\frac{\lambda_2}{2} \cdots \frac{\lambda_m}{2}$ entsprechen würden, entsprechend folgende:

$$\frac{\frac{\lambda_1}{2}+a}{\left(\frac{\lambda_1}{2}+\eta_2\right)}+a\;\underline{2\left(\frac{\lambda_1}{2}+\eta_2\right)+a}$$

$$\vdots$$

$$\left(\frac{\lambda_1}{2}+\eta_m\right)+a\cdots\underline{m\left(\frac{\lambda_1}{2}+\eta_m\right)+a},$$

wo „a" eine von der relativen Lage des Nullpunktes des Maßstabes und der Flüssigkeitsgrenze abhängige Konstante ist.

Wird dafür gesorgt, daß diese relative Lage auch bei Messungen in einem gewissen Wellenintervall unverändert bleibt, so ist „a" in dem ganzen zu untersuchenden Wellenintervall eine konstante Größe beizulegen[1]).

Die unterstrichenen Ausdrücke sind die der Reihe nach beobachteten Knotenlagen.

Die halbe Wellenlänge $\frac{\lambda}{2}$, welche aus der relativen Lage der beobachteten Knoten „m" und „$m-k$" bestimmt wird, ist gleich

$$\frac{\lambda}{2} = \frac{m\left(\frac{\lambda_1}{2}+\eta_m\right)-(m-k)\left(\frac{\lambda_1}{2}+\eta_{m-k}\right)}{k}.$$

Damit $\frac{\lambda}{2}$, unabhängig von den Werten „m" und „$m-k$" konstant sei, muß die Bedingung erfüllt sein

$$\eta_{m-k} + \frac{m}{k}(\eta_m - \eta_{m-k}) = \text{const} = \frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda_1}{2}.$$

Daraus erhält man

$$\eta_m = \frac{m-1}{m}\left(\frac{\lambda}{2}-\frac{\lambda_1}{2}\right)$$

und
$$\frac{\lambda_m}{2} = \frac{\lambda}{2} + \frac{\frac{\lambda_1}{2}-\frac{\lambda}{2}}{m}.$$

Ist eine Reihe von Bestimmungen, z. B. der sechsten Knotenlage B_6, gemacht worden, so kann daraus der Wert $\frac{\lambda_6}{2}$ nach dem Ausdruck $B_6 = 6\frac{\lambda_6}{2} + a$ erhalten werden, falls die Größe „a" bekannt ist. Diese Größe ist aber aus Messungen in dem dispersionsfreien Teil des Spektrums zu bestimmen, weil für diesen Spektralteil $\frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda_1}{2} = \cdots \frac{\lambda_m}{2}$.

Leider ist die Bestimmung der Größe „a" auf diesem Wege im vorliegenden Fall unmöglich, weil der größte Teil des Beobachtungsmaterials dann erhalten worden ist, als man

1) Von den sehr kleinen Abänderungen der Größe „a", welche davon abhängen, daß die Verkürzung der Brücke (welche in „a" einbegriffen ist) für verschiedene Wellenlängen und Dämpfungen etwas verschieden ist, soll an dieser Stelle abgesehen werden.

von der Existenz der später beobachteten Besonderheiten noch nichts vermutete.

Die Wellenlänge ist deshalb aus der relativen Lage der Knoten bestimmt worden, wobei keine genügende Vorsicht angewandt wurde, daß sich der Nullpunkt des Maßstabes relativ zu der Flüssigkeitsgrenze nicht verschöbe und die Montierung der beweglichen Brücke von einer Messung zur andern nicht verändere. Das vorhandene Material kann deshalb nur teilweise benutzt werden, wobei die Größe „a" aus Messungen, die inmitten der Dispersionsbanden liegen, zu bestimmen ist. Der Vergleich der Kurven zeigt, daß z. B. die der größeren Dämpfung entsprechende Kurve bald höher, bald tiefer, als die Kurve für kleinere Dämpfung verläuft. Daraus folgt, daß, in welcher Weise die Dämpfung von einem weiter entfernten Knoten zum ersten sich auch ändern möchte, die Größe $\frac{\lambda_1}{2} - \frac{\lambda}{2}$, wenn diese Differenz groß genug ist, für benachbarte Wellenlängen keine konstante Größe sein kann, und bald positive, bald negative Werte annehmen muß.

Wird von der Lage des ersten Knotens $\frac{\lambda_1}{2} + a$ abgezogen $\frac{\lambda}{2}$, so erhält man die Größe C, deren Änderungen auf die Größe des zu untersuchenden Einflusses zu schließen erlaubt. Es soll das Material der Tabelle II benutzt werden, die Beobachtungen sind in der Reihenfolge, wie sie ausgeführt worden sind, hingeschrieben. In Kolumne 1 der Tabelle V sind die halben Wellenlängen in Luft gegeben, in der 2. die Lagen b_1 des ersten Knotens, in der 3. die Lagen b_6 des sechsten Knotens, in der 4. die halben Wellenlängen in Wasser $\frac{\lambda}{2}$ aus der relativen Lage der Knoten bestimmt, in der 5. die Größe $\frac{\lambda_1}{2} + a - \frac{\lambda}{2} = C$, in der 7. die Größen n bei $17{,}0^0$ mit Hilfe der $\frac{\lambda}{2}$ berechnet, bezüglich der in der 6. und 8. Kolumne gegebenen Größen werden die Erklärungen unten gegeben, in der 9. die Nummern, unter denen die Beobachtungen in der Tabelle II gegeben sind.

Tabelle V.

	$\frac{\Lambda}{2}$	b_1	b_6	$\frac{\lambda}{2}$	C	$\frac{\lambda_6}{2}$	n	n_6	Nr.
1	199,46	55,07	168,31	22,62	32,45	22,61	8,820	8,824	43
2	193,73	54,87	165,34	22,11	32,76	22,11	8,773	8,773	49
3	191,25	54,43	162,50	21,64	32,79	21,64	8,853	8,853	53
4	189,38	54,10	160,88	21,33	32,77	21,37	8,885	8,869	55
5	185,51	53,67	158,68	20,95	32,76	21,00	8,866	8,845	57
6	102,15	54,02	163,10	21,81	32,21	21,74	8,817	8,845	51
7	192,79	54,79	164,05	21,94	32,85	21,90	8,796	8,809	50

Die Größen C sind hinreichend konstant und man könnte die Variationen durch die Fehler bei Bestimmungen der ersten Knotenlage und durch die kleinen Verschiebungen des Nullpunktes des Maßstabes erklären. Wird für C das Mittel genommen, so erhält man $C_1 = 32{,}66$, eine Größe, die annäherungsweise gleich „a" gesetzt werden darf. Wird von den in der 3. Kolumne gegebenen Lagen des 6. Knotenpunktes $a = 32{,}66$ abgezogen und durch 6 dividiert, so werden, nach dem Ausdruck $B_6 = 6\frac{\lambda_6}{2} + a$, die Größen $\frac{\lambda_6}{2}$ erhalten, mit deren Hilfe die Brechungsindizes n_6 bei $17{,}0^0$ berechnet sind. Die Größen $\frac{\lambda_6}{2}$ und n_6 sind entsprechend in den Kolumnen 6 und 8 aufgezählt. „n_6" können im Gegensatz zu „n" jetzt nur kleine systematische Fehler enthalten, weil man die Größe „a" aus dem Teile des Spektrums bestimmen mußte, wo Dispersionsbanden vorhanden sind. Der Vergleich von „n" und „n_6" führt zum Schluß, daß eine bedeutende Verletzung des Verlaufes der Kurve im vorliegenden Falle nicht beobachtet wird.

Es sei aber schon an dieser Stelle bemerkt, daß die Bestimmung der Brechungsindizes aus der relativen Lage der Knoten im Bereiche der Dispersionsbanden als prinzipiell unrichtig zu bezeichnen ist und in vielen Fällen, wie es die demnächst zu publizierenden Messungen in anderen Flüssigkeiten zeigen werden, zu ganz falschen Resultaten führen kann und deswegen aufzugeben ist.

Der Vergleich der Größen des Brechungsindex und der D.-K.

In dem Teile des Spektrums, wo Wasser keine Dispersion besitzt, ist für $n_{17{,}0} = 8{,}959$ $n^2_{17{,}0} = 80{,}26$ gefunden worden[1]).

Die D.-K. des Wassers ε ist auf Grund der Messungen von F. Heerwagen[2]) gleich $\varepsilon_{17{,}0} = 80{,}88$, von Turner[3]) $\varepsilon_{18{,}0} = 81{,}07 \pm 0{,}19$.

Der Unterschied in den Größen $n^2_{17{,}0}$ und $\varepsilon_{17{,}0}$ kann weder durch die Fehler bei den Messungen von „n", noch bei Messungen von „ε" erklärt werden. Die Verschiedenheit der Größen $n_{17{,}0}$

1) Diese Größe wird erhalten, wenn man das Mittel für alle Messungen bei verschiedenen Anordnungen bildet; wird das Mittel für einzelne Anordnungen genommen, so bekommt man für den Abstand zwischen den Drähten $d = 15$ mm, $n_{17{,}0} = 8{,}965$; $d = 10$ mm, $n_{17{,}0} = 8{,}958$; $d = 5$ mm, $n_{17{,}0} = 8{,}954$, $d = 15$ mm mit Kohle zwischen den Drähten (verstärkte Dämpfung) $n_{17{,}0} = 8{,}957$. Die Differenzen bei den in dieser Weise erhaltenen Mittelwerten können von kleinen systematischen Fehlern bei der Einstellung der Flüssigkeitsgrenze, wegen einer nicht ganz genau bestimmten Verkürzung der Brücke, abhängen, es ist aber sehr möglich, daß auch in diesem Teile des Spektrums der Einfluß der verschiedenen Dämpfung der Schwingungen bemerklich wird (für $d = 15$ mm hat man die kleinste Dämpfung).

2) F. Heerwagen, Wied. Ann. **48**, 35, 1893; **49**, 272, 1893.

3) B. T. Turner, Zeitschr. f. physik. Chem. **35**, 385, 1900.

und ε wird aber verständlich, wenn man annimmt, daß bei längeren Wellen im Spektrum des Wassers Dispersionsbanden vorhanden sind. Die Punkte Nr. 1—5 der Tabelle I, die Punkte Nr. 1—3 des Tabelle II und der Punkt Nr. 1 der Tabelle III deuten tatsächlich auf eine Reihe von Dispersionsbanden auch für langsamere Schwingungen hin.

Ausführlicher ist dieser Teil des Spektrums nicht untersucht worden, und die Frage nach der Periode der Schwingungen, wo der Anfang des Spektrums des Wassers liegt, ist hiernach als eine offene zu betrachten.

Ich erfülle die angenehme Pflicht, meinem Lehrer, Prof. Dr. P. Lebedew, für das rege Interesse, das er dieser Untersuchung entgegenbrachte, Prof. Dr. N. Umoff für die Überreichung aller nötigen Hilfsmittel meinen Dank auszusprechen.

Moskau, Physikal. Institut der Universität.

(Eingegangen 16. Juni 1909.)

Über die Differentialgleichung der umkehrbaren photochemischen Reaktion.

Von A. Byk.

In einer früheren Arbeit[1]) hatte ich eine Formel für die Reaktionsgeschwindigkeit (und das Gleichgewicht) bei der Photopolymerisation des Anthrazens entwickelt, die sich direkt auf den integralen Fall einer endlichen, die Strahlung vollständig absorbierenden Flüssigkeitsschicht bezog, wie sie bei Versuchen von Luther und Weigert[2]) realisiert war. Ich möchte diese Gleichung, um die zugrunde liegenden Voraussetzungen deutlicher hervorzuheben, noch einmal aus der zugehörigen, auf Volumelemente bezüglichen Differentialbeziehung herleiten. Auch wird eine solche klarer die Beziehungen der benutzten Annahme zum Massenwirkungsgesetz ergeben.

Es werde dabei entsprechend dem früheren Verfahren angenommen, daß in jedem Volumelemente, das diesmal für sich betrachtet werde, die zu chemischen Zwecken verwandte Energie der vom Anthrazen absorbierten Energie proportional sei. Es sei $dx \cdot dy \cdot dz$ (Fig. 1) das Volumelement; das Licht falle als paralleles Bündel mit der Beleuchtungsstärke $\mathfrak{J}$ senkrecht auf die Fläche $dy \cdot dz$ auf. An der betrachteten Stelle der Flüssigkeit betrage in der Zeit dt die Vermehrung der Konzentration des Dianthrazens (in Molen pro ccm) dD. Dann ist in dem Volumelement die neugebildete Menge

1) Zeitschrift f. physikalische Chemie **62**, 454, 1908.
2) Zeitschrift f. physikalische Chemie **51**, 297, 1905; **53**, 385, 1905.

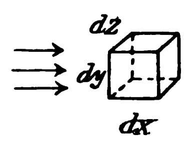


Fig. 1.

Dianthrazen $dx \cdot dy \cdot dz \cdot dD$ und die zu ihrer Bildung erforderliche Arbeit[1]):

$$A_1 = dx \cdot dy \cdot dz \cdot dD \cdot \left(\varepsilon + RT \ln \frac{D}{A^2}\right) \cdot$$

Dabei bedeuten D und A die Konzentrationen des Dianthrazens und Anthrazens, R die Gaskonstante, T die absolute Temperatur, ε die Arbeit, welche erforderlich ist, um 2 Grammmoleküle Anthrazen von der Konzentration 1 Grammolekül in 1 ccm überzuführen in 1 Grammolekül Dianthrazen der Konzentration von ebenfalls 1 Grammolekül in 1 ccm.

Außerdem verschwindet während der Zeit dt durch freiwillige Zersetzung des Dianthrazens in der Volumeinheit an Dianthrazen die Menge $k \cdot D \cdot dt$[2]), also in dem betrachteten Volumen die Menge $dx \cdot dy \cdot dz \cdot k \cdot D \cdot dt$, welche ebenfalls gebildet werden muß. Dazu ist die Arbeit erforderlich:

$$A_2 = dx \cdot dy \cdot dz \cdot k \cdot D \cdot dt \left(\varepsilon + RT \ln \frac{D}{A^2}\right) \cdot$$

Die Summe $A_1 + A_2$ stellt die chemisch in den Elementarvolumen verbrauchte Energie dar. Von der pro Sekunde eindringenden Lichtenergie $\mathfrak{J} \cdot dy \cdot dz$ wird infolge der Absorption des Anthrazens in dem Volumelement der Betrag zurückgehalten

$$d\mathfrak{J} = \beta \cdot A \cdot \mathfrak{J} \cdot dx\, dy\, dz,$$

dabei ist β eine für das spezifische Absorptionsvermögen des Anthrazens charakteristische Konstante.

In der Zeit dt wird dann also die Energie absorbiert:

$$d\mathfrak{J}' = \beta A \mathfrak{J} \cdot dx\, dy\, dz\, dt\,.$$

Diese soll der chemisch verbrauchten Energie $A_1 + A_2$ proportional sein. Sei α der Proportionalitätsfaktor. Dann ist:

$$dx\, dy\, dz \cdot dD \left(\varepsilon + RT \ln \frac{D}{A^2}\right) + dx\, dy\, dz \cdot k \cdot D \cdot dt \left(\varepsilon + RT \ln \frac{D}{A^2}\right) = \alpha\beta\, dx\, dy\, dz\, \mathfrak{J} A\, dt;$$

$$\frac{dD}{dt} = \frac{(\alpha \beta \mathfrak{J}) \cdot A}{\left[\varepsilon + RT \ln \frac{D}{A^2}\right]} - kD. \tag{1}$$

Man sieht, daß, abgesehen von dem Faktor im Nenner des ersten Gliedes, der sich bei der nachherigen Integration als notwendig er-

1) Byk, l. c. S. 457.
2) k bedeutet die Konstante der Dunkelreaktion: $C_{28}H_{20} \rightarrow 2\,C_{14}H_{10}$.

weist, um zu der die Erfahrungen darstellenden Gleichung (5) (siehe unten S. 482) zu gelangen, die Differentialgleichung (1) die ist, die man zu erwarten haben würde, wenn die Lichtreaktion erster Ordnung in bezug auf das Anthrazen wäre und eine der wirksamen Beleuchtungsstärke proportionale Konstante besäße[1]). Die Konzentration der lichtempfindlichen Substanz, des Anthrazens, zeigt also in der Differentialgleichung (1) einen sehr erheblichen Einfluß auf die Reaktionsgeschwindigkeit. Erst die auf die spezielle Versuchsanordnung von Luther und Weigert (vollständige Absorption in relativ dicken Schichten) bezügliche, früher benutzte, durch Integration von (1) nun abzuleitende Gleichung (5) ergibt die Reaktionsgeschwindigkeit für hohe Anthrazenkonzentrationen entsprechend der Erfahrung als merklich unabhängig von der Konzentration.

Es werde angenommen, daß alles eindringende Licht innerhalb der Flüssigkeit absorbiert wird, und die Bewegung sei eine so lebhafte, daß die Konzentration angesichts des langsamen Umsatzes im ganzen Reaktionsraum als konstant angesehen werden kann. Wir haben die Konzentrationsänderung, die unter diesen Umständen in der Gesamtflüssigkeit eintritt, zu ermitteln.

Die Lösung erfülle einen beliebig gestalteten Raum R (Fig. 2); ein Ausschnitt F von

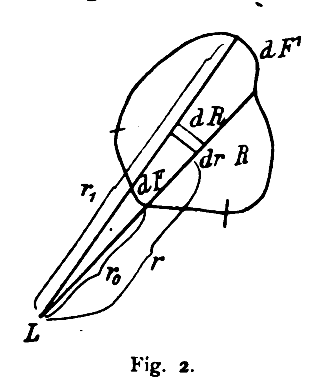


Fig. 2.

dessen Grenzfläche sei den Lichtstrahlen ausgesetzt, die Lichtquelle sei ein leuchtender Punkt L[2]). Wir betrachten den elementaren Lichtkegel, der aus der Grenzfläche F das Stück dF und aus der dem Licht abgewandten Begrenzung des Raumes R das Stück dF' herausschneidet. Sei $d\Omega$ der körperliche Winkel, unter welchem dF von L aus erscheint. Sei r_0 die Entfernung zwischen L und dF, r_1 diejenige zwischen L und dF', r die Entfernung von L, welche der dem Lichte zugewandten Begrenzung eines beliebigen Volumenelementes dR des Kegels entspricht. Das Volumenelement sei durch den Kegelmantel und zwei konzentrische Kugelflächen mit L als Mittelpunkt und der Entfernung dr voneinander begrenzt. Ist $\mathfrak{J}_r$ die Beleuchtungsstärke, mit welcher das Licht auf das Volumenelement auftrifft, so wird diese infolge der Absorption innerhalb desselben um den Betrag verändert: $d\mathfrak{J}_r' = -\beta \mathfrak{J}_r A\, dr$. Außerdem tritt eine Verminderung $d\mathfrak{J}_r''$ der Beleuchtungsstärke infolge der Ausbreitung des Lichtbündels ein, derart, daß sich die Beleuchtungsstärken umgekehrt wie die Quadrate der Entfernungen von der Lichtquelle verhalten. Es ist also, soweit diese Wirkung in Betracht kommt:

$$\frac{\mathfrak{J}_{r+d}}{\mathfrak{J}_r} = \frac{r^2}{(r+dr)^2};$$

$$d\mathfrak{J}_r'' = \mathfrak{J}_{r+dr} - \mathfrak{J}_r = \mathfrak{J}_r\left(\frac{r^2}{(r+dr)^2} - 1\right) =$$

$$= \frac{-2r\,dr\,\mathfrak{J}_r}{(r+dr)^2} = \frac{-2\mathfrak{J}_r d_r}{r}.$$

Demnach ist die gesamte (negative) Zunahme der Beleuchtungsstärke im Volumenelement dR:

$$d\mathfrak{J}_r = -\beta \mathfrak{J}_r A\, dr - \frac{2\mathfrak{J}_r\, dr}{r} \qquad (2)$$

$$\frac{d\mathfrak{J}_r}{\mathfrak{J}_r} = -\left(A\beta + \frac{2}{r}\right) dr.$$

Das gibt integriert:

$$\log \mathfrak{J}_r = -A\beta r - 2\log r + \text{konst.} \qquad (3)$$

Sei beim Eintritt in die Flüssigkeit in der Entfernung r_0 von der Lichtquelle die Beleuchtungsstärke $\mathfrak{J}_0$ vorhanden. Dann ist

$$\text{konst} = \log \mathfrak{J}_0 + A\beta r_0 + 2\log r_0$$

und in (3) eingesetzt:

$$\log \mathfrak{J}_r + A\beta r + 2\log r = \log \mathfrak{J}_0 + A\beta r_0 + 2\log r_0$$

$$\log\left(\frac{\mathfrak{J}_r}{\mathfrak{J}_0}\frac{r^2}{r_0^2}\right) = -A\beta(r - r_0)$$

$$\frac{\mathfrak{J}_r}{\mathfrak{J}_0}\frac{r^2}{r_0^2} = e^{-A\beta(r-r_0)}$$

$$\mathfrak{J}_r = \mathfrak{J}_0 \frac{r_0^2}{r^2} e^{-A\beta(r-r_0)}. \qquad (4)$$

Wir berechnen die Menge Dianthrazen, die sich in dem von dem Lichtkegel erfüllten Flüssigkeitsraum während der Zeit dt bildet. Die in dem Volumenelement $dR = dr \cdot d\Omega \cdot r^2$ in der Zeit dt gebildete Dianthrazenmenge ist nach Gleichung (1)

$$\frac{(\alpha\beta\mathfrak{J}_r)A\,dt}{\left(\varepsilon + RT\ln\frac{D}{A^2}\right)} dr \cdot d\Omega \cdot r^2 - kD\,dt\,dr\,d\Omega\, r^2.$$

Der Gesamtraum R kann, wenn man die

1) Siehe hierzu Nernst, Lehrb. d. theoret. Chem., 5. Aufl., S. 765.

2) Diese Bedingungen entsprechen der Versuchsanordnung von Luther und Weigert (Zeitschr. f. physikal. Chem. 51, 301, 1905).

Elemente dF genügend klein wählt, durch einen solchen ersetzt werden, in welchem die einzelnen Grenzflächen dF und dF' senkrecht zur Achse des zugehörigen Flüssigkeitskegels liegen[1]). Die gesamte innerhalb des betrachteten Flüssigkeitsfadens gebildete Menge Dianthrazen ΔD_m kann dann also einfach gebildet werden, indem man bezüglich r und r_0 bis r_1 integriert:

$$\Delta D_m = \alpha\beta\, dt\, d\Omega \int_{r_0}^{r_1} \frac{\mathfrak{J}_r A r^2\, dr}{\left(\varepsilon + RT \ln \frac{D}{A^2}\right)} - k\, dt\, d\Omega \int_{r_0}^{r_1} D r^2\, dr.$$

Da der Voraussetzung nach das Rühren die Ausbildung von Konzentrationsdifferenzen verhindern soll, so ist A und D von r unabhängig. Es wird daher:

$$\Delta D_m = \alpha\beta\, dt\, d\Omega \frac{A}{\left(\varepsilon + RT \ln \frac{D}{A^2}\right)} \int_{r_0}^{r_1} \mathfrak{J}_r r^2\, dr - kD\, dt\, d\Omega \int_{r_0}^{r_1} r^2\, dr,$$

oder, wenn wir den Wert von $\mathfrak{J}_r$ aus (4) einsetzen:

$$\Delta D_m = \alpha\beta\, dt\, d\Omega \frac{A}{\left(\varepsilon + RT \ln \left(\frac{D}{A^2}\right)\right)} \cdot \mathfrak{J}_0 r_0^2 e^{A\beta r_0} \int_{r_0}^{r_1} e^{-A\beta r} dr - kD\, dt\, d\Omega \int_{r_0}^{r_1} r^2\, dr$$

$$= -\alpha\, dt\, d\Omega \frac{\mathfrak{J}_0 r_0^2 e^{A\beta r_0}}{\left(\varepsilon + RT \ln \frac{D}{A^2}\right)} \int_{r_0}^{r_1} e^{-A\beta r} d(-A\beta r) - kD\, dt\, d\Omega \int_{r_0}^{r_1} r^2\, dr$$

$$= +\alpha\, dt\, d\Omega \frac{\mathfrak{J}_0 r_0^2 e^{A\beta r_0}}{\left(\varepsilon + RT \ln \frac{D}{A^2}\right)} \left[e^{-A\beta r_0} - e^{-A\beta r_1}\right] - kD\, dt\, d\Omega \int_{r_0}^{r_1} r^2\, dr$$

$$= \alpha\, dt\, d\Omega \frac{r_0^2}{\left(\varepsilon + RT \ln \frac{D}{A^2}\right)} \left[\mathfrak{J}_0 - \mathfrak{J}_0 e^{-A\beta (r_1 - r_0)}\right] - kD\, dt\, d\Omega \int_{r_0}^{r_1} r^2\, dr.$$

Da der Voraussetzung nach innerhalb der Flüssigkeit vollständige Absorption stattfindet, so verschwindet die Beleuchtungsstärke in der Entfernung r_1: $\mathfrak{J}_{r_1} = \mathfrak{J}_0 \frac{r_0^2}{r_1^2} e^{-A\beta(r_1 - r_0)}$ gegen diejenige in der Entfernung r_0: $\mathfrak{J}_{r_0} = \mathfrak{J}_0$. Da weiter $\left(\frac{r_0}{r_1}\right)^2$ wegen der von Null verschiedenen Entfernung der Lichtquelle von der Flüssigkeitsoberfläche endlich ist, so wird auch $\mathfrak{J}_0 e^{-A\beta(r_1 - r_0)}$ gegen $\mathfrak{J}_0$ verschwinden, so daß wir erhalten:

$$\Delta D_m = \alpha\, dt\, d\Omega \frac{r_0^2}{\left[\varepsilon + RT \ln \frac{D}{A^2}\right]} \mathfrak{J}_0 - kD\, dt\, d\Omega \int_{r_0}^{r_1} r^2\, dr.$$

Um die in dem ganzen belichteten Teile des Raumes R gebildete Menge Dianthrazen $\Delta' D_m$ zu finden, hat man über die Gesamtheit aller körperlichen Winkel $d\Omega$ zu integrieren, welche innerhalb des endlichen Kegels enthalten sind, der L zur Spitze hat und der die Oberfläche des Raumes R in der Fläche F schneidet. Man hat also

$$\Delta' D_m = \int\!\!\int \alpha\, dt \frac{r_0^2}{\left[\varepsilon + RT \ln \frac{D}{A^2}\right]} \mathfrak{J}_0\, d\Omega - \int\!\!\int kD\, dt\, d\Omega \int_{r_0}^{r_1} r^2\, dr.$$

Das Doppelintegral ist dabei über alle Elementarkegel des genannten endlichen Kegels zu erstrecken. Setzt man die bei der Integration konstant zu haltenden Größen vor das Integral, so ergibt sich

$$\Delta' D_m = \frac{\alpha\, dt}{\left(\varepsilon + RT \ln \frac{D}{A^2}\right)} \int\!\!\int r_0^2 \mathfrak{J}_0\, d\Omega - kD\, dt \int\!\!\int d\Omega \int_{r_0}^{r_1} r^2\, dr.$$

$r_0^2 \mathfrak{J}_0\, d\Omega$ ist nun aber nichts anderes wie die auf das Flächenelement dF in der Sekunde fallende Lichtmenge, also $\int\!\!\int r_0^2 \mathfrak{J}_0\, d\Omega$ die in der Sekunde in den Gesamtraum eindringende Lichtmenge, soweit dieselbe in das Absorptionsgebiet des Anthrazens fällt und daher zur Wirkung gelangt, eine Größe, die früher[1]) mit E_A bezeichnet wurde. Die Berechnung der in dem lichtgeschützten Teile der Flüssigkeit gebildeten Dianthrazenmenge ist in der gleichen Weise durchzuführen. Dabei fällt natürlich, da hier überall $\mathfrak{J}_0 = 0$ ist, der erste Summand von $\Delta' D_m$ weg. Das zweite Glied von $\Delta' D_m$ wird

$$-kD\, dt \int\!\!\int d\Omega_d \int_{r_0}^{r_1} r^2\, dr,$$

wenn $d\Omega_d$ die Elementarkegel des Dunkelraumes bezeichnet. So wird endlich die gesamte in R in der Zeit dt neugebildete Menge Dianthrazen:

$$\frac{\alpha\, dt\, E_A}{\left[\varepsilon + RT \ln \frac{D}{A^2}\right]} - kD\, dt \int\!\!\int (d\Omega + d\Omega_d) \int_{r_0}^{r_1} r^2\, dr.$$

1) Von dem Einfluß der Richtung der Grenzfläche auf die Reflexion kann man absehen, da wir nur das Licht betrachten, das wirklich in die Flüssigkeit eindringt.

1) Byk, l. c., S. 457.

Wegen der gleichmäßigen Durchrührung können wir die auf die Volumeinheit bezügliche Vermehrung der Dianthrazenmenge, die Zunahme der Dianthrazenkonzentration dD, einfach dadurch bilden, daß wir den letzten Ausdruck durch das Gesamtvolumen V dividieren. Man erhält[1]), da das Doppelintegral das Gesamtvolumen von R darstellt:

$$dD = \frac{\alpha E_A dt}{V\left(\varepsilon + RT\ln\frac{D}{A^2}\right)} - kDdt$$

$$\frac{dD}{dt} = \frac{\alpha E_A}{V\left(\varepsilon + RT\ln\frac{D}{A^2}\right)} - kD. \qquad (5)$$

Das ist aber nichts anderes wie die früher[2]) von mir zur Berechnung der Versuche von Luther und Weigert gebrauchte integrierte Formel, die inzwischen für Toluol als Lösungsmittel durch neue Versuche von Weigert[3]) innerhalb der Grenzen der Versuchsfehler bestätigt worden ist.

1) Wäre nicht das Anthrazen selbst die lichtempfindliche Substanz, sondern irgendein aus demselben im Dunkeln bereits gebildetes, mit ihm im Gleichgewicht befindliches Produkt, etwa ein vom Dianthrazen verschiedenes Polymeres des doppelten Molekulargewichts, so würde in der Formel (1) anstatt der Konzentration des Anthrazens die Konzentration A' dieses Körpers auftreten. Dabei wäre natürlich $A' = f(A)$ eine Funktion von A. Auf die Schlußformel (5) würde dies keinen Einfluß haben, da A so gut wie $f(A)$ bei der zur Bildung von ΔD_m führenden Integration (siehe oben S. 482) wegen der vollständigen Absorption der Strahlung in der Flüssigkeit verschwindet. Man kann also aus der experimentellen Bestätigung der Formel (5) keine Schlüsse auf den chemischen Mechanismus der eigentlichen Lichtreaktion ziehen.

2) Byk, l. c., S. 458.

3) Ber. d. D. Chem. Ges. **42**, 853, 1909.

Institut für Theoretische Physik der Universität Berlin, Juni 1909.

(Eingegangen 12. Juni 1909.)

Über das Verhalten von Kunzit unter Einwirkung von Becquerelstrahlung.

Von Stefan Meyer.

Das violettrosa gefärbte Mineral Kunzit[1]) ist den Physikern insbesondere dadurch bekannt geworden, daß es unter dem Einfluß von β- und γ-Strahlung intensiv rosa (lachsfarben) fluoresziert.

Setzt man eine Probe davon der Bestrahlung eines starken Radiumpräparates aus, so verändert sich die Eigenfarbe.

So nahmen einige Stücke mir freundlichst von V. Goldschmidt-Heidelberg zur Verfügung gestellten Kunzits in der unmittelbaren Nähe eines Präparates von ca. 1 g nahezu reinen Radiumchlorids schon nach wenigen Tagen eine grüne Färbung an.

Im Verlaufe von etwa einer Woche hatte das Mineral ganz das Aussehen des verwandten grünen Hiddenit angenommen und weitere etwa drei Monate währende Bestrahlung änderte an dieser Farbe nichts mehr.

Von dem natürlichen Hiddenit unterscheidet sich aber der grün gewordene Kunzit dadurch, daß er nach wie vor unter dem Einflusse von Becquerelstrahlen fluoresziert. Weder — nach subjektiver Beurteilung — die Intensität der Fluoreszenzwirkung noch auch die Farbe derselben erscheinen geändert, vielmehr leuchtet im Dunkeln auch der grüne Kunzit unter dem Einfluß der β-Strahlung in lachsrosa Licht, während der natürliche Hiddenit keinerlei Fluoreszenz anzeigt.

Auch ein durch Erhitzung vollkommen entfärbter natürlicher Kunzit, den mir C. Doelter-Wien zur Bestrahlung übergab, fluoreszierte ebenso wie der ursprüngliche und nahm dann unter Bestrahlung die grüne Farbe des Hiddenit an, ohne sein Fluoreszenzvermögen zu verlieren.

Die Kunzitstücke leuchten, wenn sie vom Radiumpräparat entfernt werden, noch mehrere Stunden lang rosarot nach.

Das durch Radiumbestrahlung hervorgerufene Licht, sowie das Nachleuchten sind polarisiert, mit der Schwingungsrichtung parallel der Längsrichtung der Kunzitfaser.

Durch Bestrahlung des grün verfärbten Minerals mit Bogenlampenlicht unter Vorschaltung einer Gelbscheibe (Wärmestrahlenwirkung) wird das Aussehen in kurzer Zeit nicht merklich geändert. Bringt man das Stück jedoch auch nur etwa eine viertel bis halbe Stunde lang in den Strahlenkegel einer Projektionslampe, so verschwindet allmählich das Grün und geht durch eine farblose Zwischenstufe wieder in das ursprüngliche Violettrosa über. Wie bei der Farbenregenerierung des Bariumplatincyanürs (Röntgenschirmbelag), das durch Radiumstrahlung braun geworden, in der Sonne seine grüngelbe Farbe wiedergewinnt, oder beim Saphir, der unter Becquerelstrahlung aus Blau in Gelb sich verwandelt und unter Lichtbestrahlung wieder blau wird usf.[1]), ist hier die Wirkung den chemisch wirksamen violetten und ultravioletten Strahlen zuzuschreiben.

Man kann derart leicht, indem man ein grün verfärbtes Stück Kunzit zur Hälfte in Stanniol einwickelt und dann den freien Teil intensivem Licht aussetzt, ein Stück erhalten, das, ziemlich scharf begrenzt, zur Hälfte violettrosa, zur Hälfte grün ist.

Erwärmt man ein grün verfärbtes Stück

1) Vgl. C. Baskerville u. G. F. Kunz, Sill. journ. (Am. journ. of science) **18**, 25, 1904.

1) Vgl. hierzu die ausführlichen Untersuchungen von C. Doelter, Wien. Sitzber. **117**, 1275, 1908.

vorsichtig oberhalb eines Bunsenbrenners oder in heißem Wasser, so leuchtet es in der vorerwähnten Fluoreszenzfarbe (lachsrot) auf, während das unverfärbte (oder ins Violett zurückverfärbte) Stück bei so niedriger Temperatur — man erhält schon Wirkung mit Wasser von 35—40° C — nicht leuchtet.

Man sieht dies am besten an einem, wie beschrieben, verfertigten halb grünen, halb violetten Stück, wo sich die Grenze des Aufleuchtens deutlich zeigt. Das Licht gleicht dem durch Becquerelstrahlen hervorgerufenen Fluoreszenzlichte; es ist im gleichen Sinne polarisiert. Auch hier zeigt sich eine Weile lang entsprechendes Nachleuchten.

Man kann diese vorsichtige Erwärmung und das dadurch bewirkte Fluoreszenzphänomen mehreremal wiederholen, ohne daß die Wirkung merklich abnimmt und ohne daß sich die grüne Farbe verändert.

Wien, Juni 1909.

(Eingegangen 30. Juni 1909.)

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Die Edelgase.

Von Hans Happel.

Das große Interesse, das die Edelgase beanspruchen, ist zum nicht geringen Teil dem Umstand zuzuschreiben, daß das Studium dieser Stoffe für die Theorie, namentlich für die kinetische Theorie der Materie sowie für die Thermodynamik von so großer Wichtigkeit ist. Gerade in den letzten Jahren sind in dieser Hinsicht in der Untersuchung der Edelgase große Fortschritte gemacht, ich erinnere an die Ermittelung der inneren Reibung, der Wärmeleitung und Diffusion, an die Verflüssigung des Heliums und an die Entdeckung des barotropischen Zustandes, welcher bei einem Gemisch von Wasserstoff und Helium beobachtet wurde, und dadurch charakterisiert ist, daß die Dichten koexistierender Phasen gleich sind, während ihre Konzentrationen sich unterscheiden, es kann also das Gas sich im unteren Teil des Gefäßes befinden, während die Flüssigkeit oben liegt (siehe weiter unten). Von den übrigen Untersuchungen sei noch erwähnt die Koexistenz von zwei Gasphasen, eine Erscheinung, die bei einem einzigen Stoff nicht vorkommt, bei einem Gemisch aber unter geeigneten Umständen auftreten kann. Im folgenden soll es meine Aufgabe sein, einen Überblick über die mechanischen und thermischen Eigenschaften der Edelgase zu geben.

I. Innere Reibung, Wärmeleitung und Diffusion.

Bevor wir auf die experimentellen Arbeiten über Edelgase eingehen, die sich mit den in diesem Abschnitt zu behandelnden Problemen beschäftigen, halten wir es für angebracht, daß wir uns zunächst mit den damit zusammenhängenden theoretischen Erörterungen befassen.

Betrachtet man, wie dies in der kinetischen Theorie idealer Gase meistens geschieht, die Moleküle als kugelförmig und vollkommen elastisch, und nimmt man — außer beim Zusammenstoß — keine Kräfte zwischen den Molekülen an, so ergibt sich bekanntlich für den Reibungskoeffizienten η eines idealen Gases die Beziehung

$$\eta = k \varrho \lambda \bar{c}. \qquad (1)$$

Hier bedeutet ϱ die Dichte des Gases, $\bar{c}$ ist der Mittelwert der molekularen Geschwindigkeit, λ stellt die mittlere Weglänge dar, sie ergibt sich als unabhängig von der Temperatur, k ist ein Zahlenfaktor. Nach (1) ist, falls T und p absolute Temperatur und Druck bedeuten, η proportional mit $\sqrt{T}$ und unabhängig von p.

Es wird vielfach übersehen, daß die gewöhnliche Ableitung der Gleichung (1) keineswegs richtig ist, denn hierbei werden, wie Boltzmann[1]) schon im Jahre 1881 nachwies, Größen vernachlässigt, die von derselben Ordnung sind wie die beibehaltenen. Man kann daher, streng genommen, auch nicht aus (1) folgern, daß η in der eben angegebenen Art von den Zustandsvariabeln abhängt; denn von vornherein wäre es sehr wohl denkbar, daß die weggelassenen Terme in (1) p und beispielsweise eine von $^1/_2$ verschiedene Potenz von T enthalten. Man könnte nun meinen, daß sich theoretisch überhaupt nichts aussagen ließe über die Beziehung des η zu p und T. Es ist indessen H. A. Lorentz[2]) geglückt, auf Grund der gewöhnlichen — im vorangehenden erwähnten — Annahmen der kinetischen Theorie zu zeigen, daß für ein ideales Gas η in der angegebenen Weise zu den Zustandsgrößen steht. Der Gedankengang von Lorentz ist von der sonst bei der Berechnung von η benutzten Methode verschieden, dafür ist er aber auch vollkommen streng. Die Formel (1), welche sich auch aus den Betrachtungen von Lorentz ergibt, kann also als theoretisch rich-

1) L. Boltzmann, Wiener Sitzungsber., Math.-naturw. Kl., II. Abt., **81**, 117, 1880; **84**, 40 u. 1230, 1881.

2) H. A. Lorentz, Abhandlg. üb. theoret. Physik, 1. Bd., S. 72, 1906; vergl. auch L. Natanson, Phil. Magaz., May 1896, S. 385.

tig angesehen werden, nur die genaue Bestimmung des Zahlenfaktors k ist bis jetzt weder Lorentz noch irgendeinem anderen Physiker gelungen, und alle vorliegenden Berechnungen von k leiden an dem oben angegebenen Mangel.

Da, wie wir sehen werden, nach den Beobachtungen η nicht proportional $\sqrt{T}$, sondern in komplizierterer Weise von T abhängig ist, so haben Sutherland und Reinganum zur Erklärung dieser Tatsache die Annahme gemacht, daß die Moleküle Anziehungskräfte aufeinander ausüben, die sich, namentlich wenn zwei Teilchen besonders nahe kommen, geltend machen. Unter Berücksichtigung dieses Umstandes ergibt sich wieder die Formel (1), doch ist darin die Weglänge jetzt abhängig von der Temperatur. Für η findet Sutherland[1])

$$\eta = \eta_0 \frac{1 + \frac{C}{273}}{1 + \frac{C}{T}} \sqrt{\frac{T}{273}} \qquad (2)$$

(η_0 = Reibungskoeffizient bei 0^0, C ist eine empirisch zu bestimmende Konstante). Nach Reinganum[2]) dagegen wird

$$\eta = \eta_0 e^{c\left(\frac{1}{273} - \frac{1}{T}\right)} \sqrt{\frac{T}{273}}, \qquad (3)$$

wo wiederum c eine den Beobachtungen zu entnehmende Konstante ist, welche ebenso wie die Größe C bei Sutherland mit der Anziehung der Moleküle zusammenhängt. Vernachlässigt man höhere Potenzen von $c\left(\frac{1}{273} - \frac{1}{T}\right)$, so werden beide Formeln identisch. Ob die Formeln (2) und (3) ihrer Ableitung nach auch dann noch gelten, wenn $\frac{C}{273}$ bezw. $\frac{c}{273}$ nicht klein ist, erscheint uns zweifelhaft.

Es sei ferner noch erwähnt, daß man vielfach die Abhängigkeit des η von der gewöhnlichen Temperatur $t = T - 273$ durch die empirisch angenommene Formel

$$\eta = \eta_0 \left(1 + \frac{t}{273}\right)^n \qquad (4)$$

darstellt, wo der Wert der Zahl n durch das Experiment geliefert wird. Für verschiedene Temperaturen ergeben sich jedoch verschiedene Werte für n, so daß n nicht konstant ist. Der Unterschied dieser Größe gegen $\frac{1}{2}$ bildet ein Maß für die Abweichung der ursprünglichen Theorie, da hiernach $n = \frac{1}{2}$ ist.

1) Die Sutherlandsche Theorie ist in: O. E. Meyer, Kinetische Theorie, 2. Aufl., 1899, dargestellt.

2) M. Reinganum, Ann. d. Phys. 10, 334, 1903.

Auch eine in jeder Hinsicht befriedigende Theorie der Wärmeleitung fehlt zurzeit. Immerhin läßt sich auch hier nach dem Vorgang von H. A. Lorentz[1]) zeigen, daß die gewöhnliche für den Reibungskoeffizienten L idealer Gase ohne Berücksichtigung der Anziehungskräfte abgeleitete Formel:

$$L = k_1 \varrho \lambda \bar{c} c_v = \frac{k_1}{k} \eta c_v \qquad (5)$$

(c_v = spezifische Wärme bei konstantem Volumen) richtig ist; doch ist auch hier der Zahlenfaktor k_1 noch nicht in einwandfreier Weise ermittelt, denn die vorliegenden Berechnungen sind unrichtig, wie Boltzmann[2]) zeigte. Experimentell wird die Abhängigkeit des L von der Temperatur durch die empirische Formel

$$L = L_0 (1 + \gamma t) \qquad (6)$$

dargestellt, wobei L_0 den Wert von L bei 0^0 darstellt und die Konstante γ sich durch die Beobachtungen bestimmt.

Analog wie bei den vorangegangenen Problemen werden auch bei der kinetischen Berechnung des Diffusionskoeffizienten D Glieder vernachlässigt, die von derselben Größenordnung sind wie die ausschlaggebenden. Nach der Theorie von Stefan[3]) ist D vom Mischungsverhältnis beider Gase unabhängig, während nach der Theorie von O. E. Meyer[4]) D in nicht unbeträchtlichem Maße damit variiert.

Ebenso wie bei der inneren Reibung, so hat Sutherland[5]) auch bei der Wärmeleitung und Diffusion die Abhängigkeit der betreffenden Koeffizienten L und D von der Temperatur für den Fall ermittelt, daß sich die Anziehungskräfte bemerkbar machen. Für L insbesondere ergibt sich, daß es in derselben Weise von T abhängt wie $c_v \eta$, so daß $\frac{L}{c_v \eta}$ für alle Temperaturen den gleichen Wert hat.

Im vorangegangenen wurden die Moleküle durchweg als harte elastische Kugeln angesehen. Bekanntlich haben Maxwell und Boltzmann auch die Vorstellungen weiter ausgebildet, wonach die Moleküle Kraftzentra sind, zwischen denen eine der -5. Potenz proportionale Abstoßung besteht. Unter dieser Annahme läßt sich die innere Reibung, Wärmeleitung und Diffusion exakt berechnen[6]).

Wir wollen nun auf die experimentellen Arbeiten eingehen. Was die Bestimmung des

1) H. A. Lorentz, l. c.

2) L. Boltzmann, l. c.

3) J. Stefan, Wiener Sitzungsber., Math.-naturw. Kl., II. Abt., 63, 63, 1871; 65, 323, 1872.

4) O. E. Meyer, Kinet. Theorie der Gase, 2. Aufl. Siehe die Abschnitte über Diffusion.

5) Die Sutherlandsche Theorie ist in O. E. Meyer, Kinetische Theorie der Gase, 2. Aufl., dargestellt.

6) L. Boltzmann, Gastheorie, I. Bd., III. Abschn., 1896. Auf S. 201—203 werden die im Text erwähnten Annahmen etwas modifiziert.

Reibungskoeffizienten von Gasen betrifft, so hat man sich in der letzten Zeit meistens der Transpirationsmethode bedient, bei welcher man die Substanz aus einer Kapillaren ausströmen läßt und die Ausflußmenge mißt. η wird dann nach der Poiseuilleschen Formel ermittelt. Es sei gleich bemerkt, daß sämtliche bis jetzt vorliegende Beobachtungen über den Reibungskoeffizienten von Edelgasen nach dieser Methode ausgeführt sind.

Der erste, der die innere Reibung von Edelgasen untersuchte, war Lord Rayleigh[1]). Er bestimmte η für Argon und Helium, die Messungen geschahen, und zwar bei jedem dieser Stoffe, bei Zimmertemperatur und bei 100^0.

Die Beobachtungen von Lord Rayleigh mit Argon und Helium wurden im Halleschen Institut von H. Schultze[2]) wiederholt, der auf einige Fehlerquellen des englischen Physikers aufmerksam macht. Schultze stellte nach einer von Ramsay und Travers angegebenen Methode zwei Portionen Argon dar, die er als Argon I und Argon II unterscheidet. Beide Mengen enthielten, wie die spektroskopische Untersuchung ergab, etwas Stickstoff als Verunreinigung, und zwar Argon I $2^1/_3$, Argon II dagegen nur $^1/_2$ Volumprozente. Für jede der zwei Argonmengen bestimmte Schultze den Reibungskoeffizienten bei Zimmertemperatur, bei 100^0 und bei 184^0 und ermittelte aus seinen Beobachtungen auch die Werte von C und n der Formeln (2) und (4). Das von Schultze benutzte Helium war aus Monazitsand gewonnen, es enthielt noch geringe Mengen Neon als Beimengung (1,25 Volumprozente). Die Bestimmung von η geschah mit demselben Apparat, der bei Argon benutzt wurde, und die Untersuchung wurde bei denselben Temperaturen wie dort durchgeführt.

In der folgenden Tabelle stellen wir die Resultate von Schultze für Helium zusammen.

t	$\eta\cdot 10^7$ im abs. Maß	n	C
15,3	1969	0,6852	
99,6	2348	0,6771	80,3
184,6	2699		

Bei Argon stimmen die Daten von Schultze durchweg mit denen von Lord Rayleigh gut überein, die Werte für η bei gewöhnlicher Temperatur beispielsweise weichen um noch nicht 1 Proz. voneinander ab. Bei Helium dagegen differieren die Beobachtungen beider über η bei 15^0 um 12 Proz., was vielleicht durch Unreinheit des von Lord Rayleigh benutzten Heliums zu erklären ist, aber die Werte für n, bei dessen Bestimmung Lord Rayleigh ebenso wie Schultze reines Helium gebrauchte, stimmen recht gut überein.

Schultze prüfte die Formel (2), sie bewährte sich bei beiden Gasen vorzüglich. Es scheint uns indessen wünschenswert, wenn bei einem Stoffe Beobachtungen über η innerhalb eines noch größeren Temperaturintervalls, als es bis jetzt geschah, vorgenommen werden und Gleichung (2) damit verglichen wird. Sind T_2 und T_1 die äußersten Temperaturen des Intervalls, so ist es wegen des Gesetzes der korrespondierenden Zustände, das sich auch auf Reibung anwenden läßt[1]), vorteilhaft, daß man das Gas so wählt, daß die zu T_2 und T_1 gehörigen reduzierten Temperaturen t_2 und t_1 möglichst stark differieren, dies ist dann der Fall, wenn die kritische Temperatur sehr klein ist, was bei Helium zutrifft.

Im Halleschen Institut ist ferner von P. Tänzler[2]) die innere Reibung von 10 Gemischen von Argon und Helium gemessen und auch die Abhängigkeit von der Temperatur ermittelt. Durch Interpolation läßt sich aus den Beobachtungsdaten η für jede beliebige Konzentration berechnen. Zur Kontrolle wurde dabei auch die innere Reibung von reinem Argon nochmals gemessen, es ergaben sich Zahlen, die mit denen von Schultze recht gut übereinstimmen. Tänzler fand ferner, daß für jedes der untersuchten Gemische die Sutherlandsche Formel gültig ist, die Konstante C wurde bei dieser Prüfung für jede Mischung besonders bestimmt.

Für Argon und Helium ist ferner der Wärmeleitungskoeffizient L ermittelt worden, die Beobachtungen, welche von W. Schwarze[3]) nach der Schleiermacherschen Methode ausgeführt wurden, geschahen für jedes der zwei Gase bei zwei verschiedenen Temperaturen, so daß sich auch die Konstante γ der Formel (6) berechnen ließ. Außerdem liegt bei Argon noch eine Bestimmung der Konstanten L bei Zimmertemperatur vor, welche von O. Mehliß[4]) herrührt. Sein Resultat stimmt mit dem von W. Schwarze gut überein, doch dürfen die Beobachtungen des letzteren wahrscheinlich auf größere Genauigkeit Anspruch machen.

Da nach Formel (5) $\frac{L}{\eta c_v}$ gleich einer Konstanten $\frac{k_1}{k}$ ist, so hat W. Schwarze ihren Wert ermittelt aus den beobachteten Werten von η

1) Lord Rayleigh, Proc. Roy. Society London, **59**, 198, 1896; **66**, 68, 1900; **67**, 137, 1900.
2) H. Schultze, Ann. d. Phys. **5**, 140, 1901; **6**, 302, 1901.

1) H. Kamerlingh Onnes, Archives Néerland. **30**, 101, 1897; L. Natanson, l. c.
2) P. Tänzler, Berichte der deutschen phys. Gesellsch., Verhandlgn. S. 222, 1906.
3) W. Schwarze, Ann. d. Phys. **11**, 303, 1903.
4) O. Mehliß, Diss. Halle 1902.



und L; c_v berechnet sich aus den bekannten Relationen $\frac{c_p}{c_v} = 1,667$ und $c_p - c_v = R$ (c_p = spezifische Wärme bei konstantem Druck, R = Gaskonstante). Bei Argon liegt überdies eine von Dittenberger[1]) herrührende Beobachtung über die spezifische Wärme c_p vor, aus welcher $c_v = \frac{c_p}{1,667} = 0,0740$ folgt, was mit der Theorie gut übereinstimmt. In der folgenden Tabelle findet man die von Schwarze berechneten Werte für $\frac{L}{\eta c_v}$ bei 0^0 [2]), die Werte für 100^0 habe ich hinzugefügt.

	$\frac{L_0}{\eta_0 c_v}$	$\frac{L_{100}}{\eta_{100} c_v}$
Argon	2,50	2,42
Helium	2,38	2,51

Da der Theorie nach bei harten elastischen Molekülen ohne Anziehungskräfte c_v konstant ist und L in derselben Weise von T abhängt wie η, so muß $\frac{L_0}{\eta_0 c_v} = \frac{L_{100}}{\eta_{100} c_v}$ sein. Nach der Tabelle scheint dies genähert zuzutreffen, doch sind zur sicheren Entscheidung dieser Frage noch weitere Experimente unbedingt notwendig. Der Theorie nach, wieder unter denselben Voraussetzungen wie eben, ist $\frac{L}{\eta c_v} = 1,6027$ [3]), allerdings sind hierbei Größen vernachlässigt, die von derselben Ordnung sind, wie die beibehaltenen Glieder. Den Beobachtungen zufolge scheint der oben angegebene Wert 1,6027 bei mehratomigen Gasen genähert zuzutreffen, diese Übereinstimmung muß indessen als zufällig bezeichnet werden. Da bei einatomigen Stoffen $\frac{L}{\eta c_v}$ nach der Tabelle etwa gleich 2,5 ist, so folgt, daß dieser Ausdruck höchstwahrscheinlich vom Verhältnis der spezifischen Wärmen abhängig ist. Betrachtet man die Moleküle als Kraftzentra mit einer der —5. Potenz der Entfernung proportionalen Abstoßung, so läßt sich in strenger Weise zeigen, daß für alle Temperaturen $\frac{L}{\eta c_v} = 2,50$ ist[4]), was mit den Beobachtungen bei einatomigen Substanzen nahe übereinstimmt, aber die Abhängigkeit der Größen L und η von T ist jetzt der Theorie nach eine andere, als den Messungen zufolge.

Es sei noch erwähnt, daß kürzlich auch für vier verschiedene Gemische von Argon und Helium die Wärmeleitfähigkeit von J. Wachsmuth[1]) ermittelt ist. Die Untersuchungen, welche nach der Schleiermacherschen Methode erfolgten, beziehen sich sämtlich auf 0^0.

Um den Diffusionskoeffizienten D zu ermitteln, teilt man ein gerades, vertikal gestelltes Rohr von überall gleichförmigem Querschnitt durch einen Schieber oder Hahn in zwei gleiche Teile. Nachdem die Gase in das Rohr eingeführt sind, das eine in die untere, das andere in die obere Hälfte, öffnet man den Hahn und läßt beide Stoffe ineinander diffundieren. Nach einiger Zeit wird der Diffusionsvorgang unterbrochen und die Mengen beider Gase in beiden Rohrteilen ermittelt. Ist p_1 der Partialdruck des einen Stoffs und fällt die x-Achse in die Achse des Rohrs, dessen Länge a sei, so gilt, wie bekannt, während der Diffusion die Gleichung $\frac{\partial p_1}{\partial t} = D \frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2}$, aus der sich durch Integration p_1 für jede Stelle x und für jede Zeit t berechnet. Hieraus ergibt sich schließlich der Quotient der Differenz und Summe der Mengen u und o des Gases in der unteren und oberen Rohrhälfte, also die Größe $\frac{u-o}{u+o}$ und zwar findet man, da u und o proportional $\int_0^{\frac{a}{2}} p_1\,dx$ bezw. $\int_{\frac{a}{2}}^{a} p_1\,dx$ sind:

$$\frac{u-o}{u+o} = \frac{8}{\pi^2}\left[e^{-\frac{\pi^2}{a^2}Dt} + \frac{1}{9}e^{-\frac{9\pi^2}{a^2}Dt} + \cdots\right].$$

Diese Gleichung gilt allerdings nur, falls D unabhängig von x ist, unter dieser Voraussetzung läßt sich aus ihr D ermitteln, da u und o experimentell bestimmt werden.

In dieser Weise hat R. Schmidt[2]) die Diffusion von Argon und Helium bei Zimmertemperatur gemessen. Er benutzte hierbei noch einen zweiten Apparat, welcher genau so eingerichtet war wie der erste, nur befand sich der Hahn nicht in der Mitte, also bei $\frac{a}{2}$, sondern an der Stelle $^3/_4 a$. Ist D unabhängig von x, und also auch vom Mischungsverhältnis, so läßt es sich jetzt in analoger Weise wie oben ermitteln und beide Apparate müssen den gleichen Wert für D liefern. Schmidt fand, daß die beiden so erhaltenen Daten für D eine

1) Dittenberger, Diss. Halle 1897.

2) Bei Helium ist der von Schwarze für $\frac{L}{\eta_0 c_v}$ angegebene Wert etwas größer als der, welcher sich in der Tabelle findet. Vermutlich rührt dies daher, daß Schwarze bei der Ermittelung von c_v ein kleiner Rechenfehler passiert ist.

3) Wegen der Berechnung dieser Zahl sei auf die betreffenden Abschnitte in O. E. Meyer, Kinet. Theorie der Gase, verwiesen.

4) L. Boltzmann, Vorlesg. üb. Gasth., I. Teil, S. 180, 1896.

1) J. Wachsmuth, diese Zeitschr. **9**, 235, 1908.

2) R. Schmidt, Ann. d. Phys. **14**, 801, 1904.

kleine Differenz von etwa 1,3 Proz. aufweisen, der Unterschied ist nur gering, übersteigt aber doch etwas die Beobachtungsfehler. Immerhin trifft die Annahme, daß D vom Mischungsverhältnis unabhängig ist, genähert zu, womit die O. E. Meyersche Theorie der Diffusion widerlegt ist. Die Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von der Temperatur ist bei Edelgasen noch nicht ermittelt.

Außer dem eben angegebenen Fall der Diffusion wurde von Donnan[1]) noch eine andere Art derselben, welche man als Effusion bezeichnet, untersucht. Man versteht darunter die Bestimmung der Ausflußzeit eines Gases, das aus einem Gefäß strömt. Donnan ließ das Gas durch eine kleine Öffnung in ein sehr großes Gefäß fließen, das vorher evakuiert war. Die Versuche wurden mit Argon, Helium sowie mit einigen mehratomigen Gasen angestellt. Nimmt man an, daß der Ausfluß isotherm vor sich gehe, so läßt sich sowohl kinetisch als auch aus den Grundgleichungen der Aeromechanik ableiten, daß die Quadrate der Ausflußgeschwindigkeiten zweier idealer Gase sich umgekehrt wie ihre Dichten bei gleichem Druck und gleicher Temperatur verhalten. Betrachtet man dagegen das Ausfließen idealer Gase als adiabatischen Vorgang, so gelangt man zu einem etwas anderen Gesetz, wie schon Weisbach zeigte und neuerdings Hugoniot[2]) und gleichzeitig Osborne Reynolds[3]), die beiden letzteren gingen jedoch noch zu weiteren anschließenden Untersuchungen über. Die Resultate dieser drei Forscher stimmen überein. Parenty[4]) dagegen, welcher sich ebenfalls mit dem Problem der Effusion beschäftigte, erhielt eine andere Beziehung. Aus diesen Untersuchungsergebnissen leitete Donnan Formeln für die Ausströmungszeiten zweier Gase ab, welche jedoch bei Argon und Helium mit seinen experimentellen Ergebnissen nicht genau übereinstimmen, auch bei mehratomigen Gasen treten kleine Abweichungen auf. Ebenso bewährte sich die ursprüngliche Theorie nicht in jeder Hinsicht, welche sich auf die Annahme eines isothermen Vorgangs gründet[5]).

II. Isothermenbestimmungen, Verhalten zum Gesetz der korrespondierenden Zustände, Zustandsgleichung einatomiger Stoffe, Verflüssigung von Helium, barotropische Zustände, Koexistenz von zwei Gasphasen.

Die eingehendsten Beobachtungen über die Ermittlung der Isothermen sowie der Dampfdruckkurven von Edelgasen rühren von Ramsay und Travers[1]) her. Die Isothermenbestimmungen wurden mit Argon, Krypton, Xenon, Helium und Neon vorgenommen, während die Dampfdrucke nur für die drei zuerst genannten Stoffe ermittelt wurden. Für beide Untersuchungen wurde derselbe Apparat benutzt, eine kurze Beschreibung der Versuchsanordnung wird vielleicht nicht ohne Interesse sein, wir wollen jedoch hierbei von den prinzipiell unwesentlichen Teilen des Apparates absehen.

Ein horizontal gestelltes Eisenrohr E (Fig. 1)

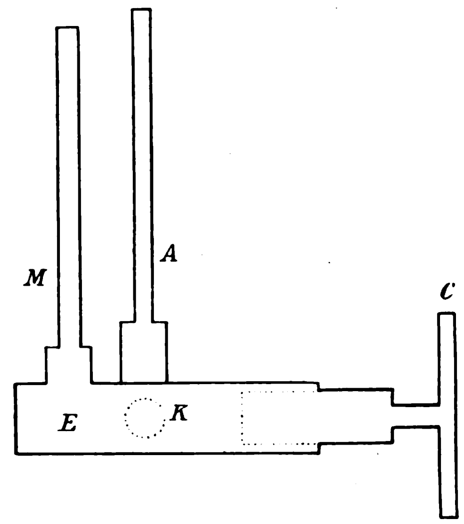


Fig. 1.

ist mit zwei Ansätzen versehen (der eine an der Oberseite von E, der andere an der Seite bei K), in die vertikal nach oben gestellte Röhren befestigt sind. Die eine dieser Röhren A enthält die Substanz S, deren Isothermen bezw. Dampfdrucke zu messen sind, die andere Röhre M enthält Luft. Diese sowie die zu untersuchende Substanz wird durch Quecksilber abgesperrt, das sich in dem unteren Teil der Röhren A und M sowie in dem Eisenrohr E befindet. Durch Drehen an einer Schraube C kann bewirkt werden, daß sich ein zylinderförmiger Kolben weiter in E hineinschiebt, wodurch auf das Quecksilber ein Druck ausgeübt wird, dieses steigt dabei in M und A in die Höhe und preßt die Luft sowie die Versuchssubstanz S zusammen.

Die höchsten Drucke, welche in dieser Weise bei der Bestimmung der einzelnen Isothermen

1) Donnan, Phil. Mag. (5) **49**, 423, 1900.
2) Hugoniot, Ann. de chim. et de phys. (6) **9**, 375, 1886.
3) Osborne Reynolds, Phil. Mag. (5) **21**, 185, 1886.
4) Parenty, Ann. de chim. et de phys. 1, 1896; 289, 1897.
5) Dies wurde bereits vor Donnan von Ramsay und Collie experimentell gezeigt, und zwar für Argon und Helium.

1) W. Ramsay u. M. W. Travers, Zeitschr. f. phys. Chemie **38**, 641, 1901.



auf S ausgeübt wurden, waren im allgemeinen etwa 100 Atmosphären. Um der Substanz die gewünschte Temperatur zu geben, umgibt man A mit einer weiteren Röhre, in der sich die Dämpfe von einer unter konstantem Druck siedenden Flüssigkeit befinden. Die Temperaturen, bei denen die Isothermenbestimmungen durchgeführt wurden, waren für jedes Gas $11{,}2^0$ und $237{,}3^0$, die letztere Temperatur wurde durch Chinolin, das unter Atmosphärendruck siedete, hergestellt. Zur Messung des Druckes diente das Rohr M mit der darin befindlichen Luft als Manometer. Bei der Berechnung des Druckes mußte der Höhenunterschied des Quecksilbers in M und A berücksichtigt werden, sowie die Abweichung der Luft vom Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetz, welche durch Amagat genau bestimmt ist. Zur Konstanthaltung der Temperatur war M mit einem weiteren Rohr umgeben, das von Wasser durchflossen wurde. Zur Ermittlung des Volumens von S war die Röhre A sorgfältig graduiert.

Bei der Bestimmung der Dampfdruckkurve wurden die Drucke in derselben Weise wie eben hervorgebracht und gemessen. Die höchsten Drucke, denen die Substanz S hierbei unterworfen wurde, betrugen etwas weniger als 60 Atmosphären. Da die Temperaturen, bei denen die Messungen ausgeführt wurden, im allgemeinen tiefe waren (die niedrigste betrug -196^0), so wurde das Rohr A zweimal rechtwinklig umgebogen und nach und nach mit verschiedenen verflüssigten Gasen in Berührung gebracht, man hat dabei zu beachten, daß das Quecksilber von den kalten Stellen von A ferngehalten wird, damit es nicht erstarrt. Die Temperaturen wurden teils mit einem Platinthermometer in Verbindung mit einem Callendarregistrator, teils mit einem Wasserstoffthermometer gemessen. Die kritische Temperatur konnte bei Argon, Krypton und Xenon direkt gemessen werden, ebenso der kritische Druck bei Krypton, bei den zwei anderen Stoffen wurde er auf Grund der Ramsay-Youngschen Regel gefunden. Die Werte für die absolute kritische Temperatur sind bei Argon 155,6; bei Krypton 210,5; bei Xenon 287,8.

Zur Bestimmung sehr kleiner Dampfdrucke wurde übrigens ein anderer Apparat benutzt, wegen dessen Beschreibung wir auf die Originalabhandlung verweisen.

Bei der Bestimmung der Dampfdrucke von Argon, Krypton und Xenon gingen diese Elemente häufig in den festen Zustand über, und es gelang Ramsay und Travers, die Schmelzpunkte der drei Stoffe zu beobachten.

Bereits einige Jahre, bevor Ramsay und Travers ihre Untersuchungen begannen, hatte Olszewski[1]) die Dampfdruckkurve sowie den kritischen Druck und die kritische Temperatur für Argon ermittelt, auch die Temperatur des Gefrierpunkts wurde von ihm beobachtet. Seine Resultate stimmen befriedigend mit denen der englischen Forscher überein.

Bei Neon haben Travers und Jaquerod[2]) die Dampfspannungen von festem Neon bei den zwei Temperaturen $15{,}65^0$ und $20{,}4^0$ abs. gemessen, diese tiefen Temperaturen wurden durch flüssigen Wasserstoff hervorgebracht. Aus ihren Versuchen folgern Travers und Jaquerod, daß die kritische Temperatur von Neon unterhalb 60^0 abs. liegt.

In ihrer oben erwähnten Arbeit haben Ramsay und Travers für verflüssigtes Argon, Krypton und Xenon auch das spezifische Volumen bestimmt und zwar standen dabei die drei Stoffe in Berührung mit ihrem gesättigten Dampfe, die Temperatur war etwa gleich der des Siedepunktes. Die Resultate können indessen wohl kaum Anspruch auf große Genauigkeit machen. Das gleiche gilt von der von Olszewski[3]) ermittelten Dichte für flüssiges Argon, welche von der entsprechenden Zahl der englischen Forscher nicht unbeträchtlich abweicht. Vor einigen Jahren ist indessen von Baly und Donnan[4]) die Dichte von verflüssigtem Argon, das sich in Koexistenz mit seinem Dampf befand, in genauerer Weise gemessen und auch die Abhängigkeit von der Temperatur im Intervall von 84^0—90^0 absolut bestimmt.

Bezüglich der Temperaturmessung sei noch erwähnt, daß bis vor einigen Jahren Wasserstoff als die beste thermometrische Substanz angesehen wurde. Es ist indessen festgestellt, daß dieses Gas bei sehr hohen Temperaturen Glas, Porzellan und selbst Kieselsäure reduziert, so daß hier seiner Anwendung Grenzen gesetzt sind[5]). Andererseits ist man neuerdings bis zu so tiefen Temperaturen vorgedrungen, bei denen Wasserstoff nicht mehr den idealen Gasgesetzen gehorcht. Da Helium chemisch inaktiv ist und selbst bei sehr tiefen Temperaturen noch als vollkommenes Gas angesehen werden kann, so eignet es sich für ein Gasthermometer viel besser als irgendeine andere Substanz. Bei mittleren Temperaturen stimmen die Angaben von Helium- und Wasserstoffthermometern sehr gut überein. Travers und

1) K. Olszewski, Zeitschr. f. phys. Chem. **16**, 380, 1895.
2) M. W. Travers u. A. Jaquerod, Zeitschr. f. phys. Chem. **45**, 435, 1903.
3) Olszewski, l. c.
4) Baly u. Donnan, Journ. of the chem. Soc. Trans. Vol. LXXXI, Part. II, S. 907, 1902.
5) M. W. Travers u. A. Jaquerod, Zeitschr. f. phys. Chem. **45**, 385, 1903.

Jaquerod[1]) bestimmten den Ausdehnungskoeffizienten bei konstantem Volumen für Helium und Wasserstoff. Beide sind genau gleich nämlich gleich 0,00366255, hieraus folgt, daß der absolute Nullpunkt bei $-273{,}03^0$ liegt. Dies stimmt jedoch nur genähert mit den Untersuchungen von Kamerlingh Onnes[2]), welcher aus seinen Beobachtungen bei Wasserstoff für den absoluten Nullpunkt den Wert —273,10 ableitete.

Aus den Beobachtungen von Ramsay und Travers, Olszewski, Baly und Donnan ergeben sich einige Folgerungen, welche wohl nicht ohne Interesse sein dürften. Wir müssen jedoch, bevor wir darauf eingehen, erst etwas weiter ausholen. Bekanntlich fallen, wie van der Waals zuerst zeigte, die reduzierten Isothermen- und Grenzkurven der drei- und mehratomigen Stoffe, bei denen keine Assoziationen auftreten, genähert zusammen[3]). Es ist, mit Rücksicht auf eine kürzlich aufgestellte Behauptung, nicht überflüssig, darauf hinzuweisen, daß das Gesetz der korrespondierenden Zustände und Grenzkurven auch dann gilt, wenn die kritischen Daten der betreffenden Substanzen stark voneinander abweichen. In der folgenden Tabelle findet man für eine Reihe von Stoffen die absolute kritische Temperatur T_k und den kritischen Druck p_k angegeben.

	Kohlensäure	Isopentan	Äther
T_k	304,5	460,8	467,4
p_k(Atm.)	72,9	32,9	35,6
	Chloroform	Benzol	Jodbenzol
T_k	553	561,5	721
p_k(Atm.)	54,9	47,9	44,6

Die kritischen Temperaturen schwanken zwischen $304{,}5^0$ und 721^0 und die kritischen Drucke liegen zwischen 32,9 und 72,9 Atmosphären. Es sind also recht beträchtliche Unterschiede vorhanden, trotzdem korrespondieren diese Stoffe vorzüglich.

Zeichnet man die reduzierte Dampfdruckkurve für die einatomigen Substanzen Argon, Krypton und Xenon, so ergibt sich, wie ich[4]) zuerst zeigte, daß sie bedeutend abweicht von der der mehratomigen Stoffe, wie Äther usw. und ferner folgt, daß die reduzierte Dampfdruckkurve der drei eben genannten Edelgase nahe zusammenfällt, diese drei Körper korrespondieren also miteinander. Für Quecksilber sind zwar die kritischen Daten noch nicht beobachtet, es gelang mir aber trotzdem zu zeigen, daß dieser Stoff mit den Edelgasen korrespondiert und den kritischen Druck und die kritische Temperatur von Quecksilber zu bestimmen. Die übrigen einatomigen Substanzen sind noch zu wenig untersucht, so daß sich über ihr Verhalten mit Sicherheit nichts aussagen läßt. Die zweiatomigen Körper Kohlenoxyd, Sauerstoff, Stickstoff und Chlorwasserstoff scheinen wenigstens in bezug auf das Gesetz der korrespondierenden Grenzkurve eine Mittelstellung einzunehmen zwischen den bis jetzt untersuchten einatomigen Substanzen einerseits und den drei- und mehratomigen andererseits, welche mit Äther korrespondieren[1]).

In einer weiteren Arbeit zeigte ich[2]), daß die von Boltzmann, Jäger, van der Waals jun. sowie von mir verbesserte van der Waalssche Gleichung die Beobachtungen bei den oben genannten einatomigen Körpern nicht nur qualitativ, sondern quantitativ genau darstellt. Sowohl die Isothermen als auch die Dampfdruckkurven werden gut wiedergegeben, woraus die Richtigkeit der van der Waalsschen Vorstellungen folgt, nur bei flüssigem Quecksilber und zwar nur bei sehr tiefen reduzierten Temperaturen müssen diese modifiziert werden. Das eben Gesagte kann allerdings nur dann als sicher gelten, wenn im Zustandsdiagramm die vorliegenden Messungen der betreffenden Stoffe kein unbeträchtliches Gebiet einnehmen. Dies ist in der Tat der Fall, wie ich zeigte.

Der größte Erfolg, welcher in der letzten Zeit auf dem Gebiet der tiefen Temperaturen zu verzeichnen ist, besteht in der Verflüssigung von Helium, welche Kamerlingh Onnes am 10. Juli 1908 im Leidener Laboratorium gelang. Freilich sind schon vorher zahlreiche Versuche unternommen worden, um dieses Ziel zu erreichen, aber alle waren ohne Erfolg.

Bereits 1895 versuchte Olszewski[3]) in Krakau Helium zu verflüssigen. Das Gas befand sich im Glasrohr eines Caillet etschen Apparates und war von flüssigem Sauerstoff umgeben, der unter vermindertem Druck siedete, wodurch das Helium auf eine Temperatur von etwa -210^0 abgekühlt wurde. Bei einem andern Versuche wurde flüssige Luft statt des Sauerstoffs benutzt. Durch den Cailletetschen Apparat wurde ein Druck von über 120 Atmosphären auf das Helium ausgeübt, der dann plötzlich auf eine Atmosphäre entspannt wurde, wodurch die Temperatur von Helium noch mehr erniedrigt wurde, aber keine Spur einer Ver-

1) l. c.

2) H. Kamerlingh Onnes, Comm. from the phys. laboratory Leiden. No. 102, S. 13. In dieser Arbeit geht der Verfasser auch auf die Unterschiede ein, die das Heliumthermometer gegenüber der absoluten Skala aufweist.

3) Es sei auch hier hingewiesen auf die interessante Ableitung dieses Satzes, welche Kamerlingh Onnes gab. Arch. Néerland. **30**, 101, 1881.

4) H. Happel, Ann. d. Phys. **13**, 340, 1904.

1) H. Happel, diese Zeitschr. **8**, 204, 1907.

2) H. Happel, Ann. d. Phys. **21**, 342, 1906.

3) K. Olszewski, Wied. Ann. **59**, 184, 1896.

flüssigung wurde bemerkt. 1905 wiederholte Olszewski[1]) diesen Versuch, die Abkühlung wurde aber jetzt durch flüssigen Wasserstoff erzielt, wodurch die Temperatur von Helium bis auf -259^0 sank. Der Druck, dem das Helium ausgesetzt wurde, war 180 Atmosphären. Auch als er auf Atmosphärendruck erniedrigt wurde, blieb Helium gasförmig.

Außer Olszewski beschäftigten sich noch Dewar[2]) sowie Travers und Jaquerod[3]) mit der Verflüssigung von Helium, jedoch ebenfalls ohne Erfolg. Die Versuchsanordnung dieser Physiker war im Prinzip nicht verschieden von der eben beschriebenen, welche in Krakau benutzt wurde. Aus diesen Untersuchungen ergab sich mit Sicherheit, daß die kritische Temperatur von Helium eine außerordentlich tiefe sein muß, Dewar schätzt sie auf etwa 8^0 abs.

Aus dem Vorangehenden folgt, daß man zur Verflüssigung von Helium in anderer Weise vorgehen muß. Das einzige Mittel, das zum Ziel führen kann, besteht darin, daß man das Gas den Joule-Kelvin-Effekt erleiden läßt, wie dies in den Apparaten von Linde und Hampson zur Verflüssigung der Luft geschieht, sowie in denen, die Dewar, Kamerlingh-Onnes, Travers und Olszewski zur Verflüssigung von Wasserstoff konstruierten. Unter Benutzung der van der Waalsschen Gleichung

$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2}$$

folgt bei Vernachlässigung von höheren Potenzen von $\frac{1}{v}$, daß, wenn ein komprimiertes Gas dem Joule-Kelvin-Effekt unterworfen wird, hierbei eine Abkühlung oder Erwärmung eintritt, je nachdem

$$RTb - 2a < 0 \text{ oder } > 0 \text{ ist.}$$

Also nur wenn T unterhalb der sogenannten Inversionstemperatur liegt, die durch $T_i = \frac{2a}{Rb}$ gegeben ist, findet eine Abkühlung statt. Da, falls T_K die absolute kritische Temperatur bedeutet, $T_K = \frac{8a}{27Rb}$ ist, so folgt

$$T_i = \frac{27}{4} T_K{}^{4)}.$$

Die Inversionstemperatur ist also um so niedriger, je kleiner die kritische Temperatur ist. Will man also Helium durch Anwendung des Joule-Kelvin-Effekts verflüssigen, so muß man das Gas vorher auf irgendeine andere Weise abkühlen, und zwar unterhalb der Inversionstemperatur, also unterhalb $\frac{27}{4} T_K$. Dies ist auch bei der Verflüssigung von Wasserstoff zu beobachten, da seine kritische Temperatur ebenfalls sehr klein ist.

Wird indessen ein Gas nur wenig unterhalb T_i abgekühlt, so ist die beim Joule-Kelvin-Effekt eintretende Temperaturerniedrigung sehr klein. Es empfiehlt sich daher, das Gas vorher auf eine noch tiefere Temperatur als T_i zu bringen. Kamerlingh-Onnes[1]) nahm sich daher vor, bei der Verflüssigung von Helium das Gas zunächst unter die Temperatur des „Boylepunktes" zu bringen, dies ist diejenige Temperatur, bei der für das komprimierte Gas die Abweichungen vom Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetz verschwinden; bei Vernachlässigung von höheren Potenzen von $\frac{1}{v}$ wird also die Temperatur T_B des Boylepunktes gegeben durch $RT_Bb - a = 0$, sie ist also halb so groß wie die des Inversionspunktes und liegt ebenso wie diese noch weit oberhalb T_K.

Es entstand nun aber die Frage: kann man die Temperatur T_B mit den uns zur Verfügung stehenden Mitteln überhaupt erreichen? Die größte Abkühlung des Gases kann durch flüssigen Wasserstoff erzielt werden, der unter vermindertem Druck siedet und die kleinste Temperatur, die so erreicht werden kann, ist 14^0 bis 15^0 abs., da bei dieser Temperatur der Wasserstoff erstarrt. Allerdings würden sich noch tiefere Kältegrade durch festen Wasserstoff erzeugen lassen, aber hierdurch werden neue Komplikationen hervorgerufen, die sich zurzeit wohl kaum überwinden lassen. Die Verflüssigung von Helium hat somit nur dann Aussicht auf Erfolg, wenn seine Inversionstemperatur oder besser, wenn sein Boylepunkt oberhalb 15^0 liegt.

Zur Entscheidung dieser Frage bestimmte Kamerlingh-Onnes, bevor er an die Verflüssigung von Helium heranging, die Isothermen dieses Stoffes. Hieraus ergeben sich die Größen a und b der van der Waalsschen Gleichung sowie die Temperatur T_B des Boylepunktes und die kritischen Größen. In dieser Weise zeigte es sich, daß T_B oberhalb 15^0 liegt und damit war die Frage, wie man bei der Verflüssigung von Helium zu verfahren habe, wenigstens prinzipiell entschieden.

Das Helium, das Kamerlingh-Onnes bei seinen Untersuchungen benutzte, wurde aus

1) K. Olszewski, Ann. d. Phys. **17**, 994, 1905.
2) J. Dewar, Ann. Chimie et de Phys. **14**, 145, 1898; **23**, 423, 1901; Chem. News **84**, 49, 1901; Compt. Rend. **139**, 421, 1904.
3) Travers u. Jaquerod, Zeitschr. f. phys. Chem. **45**, 435: 1903.
4) Für eine genauere Berechnung wäre es nötig, diesen Wert mittels der verbesserten van der Waalsschen Gleichung abzuleiten, dies ist jedoch für das Folgende ohne Belang.

1) H. Kamerlingh-Onnes, Comm. from the physical laboratory Leiden, Nr. 108.

Monazitsand gewonnen und sorgfältig gereinigt. 1907 war die Bestimmung der Isothermen beendet, welche zwischen den Temperaturen 100^0 und -259^0 vorgenommen wurde [1]). Es ergab sich aus den Isothermen zwischen 100^0 und -217^0, daß T_K etwa zwischen 5^0 und 6^0 abs. liegt und für T_B fand man etwa 23^0 abs. Allerdings waren diese Schlüsse keine ganz sichern, da sich aus den zu tieferen Temperaturen gehörigen Isothermen etwas kleinere Werte für T_K und T_B berechneten.

Die Dimensionen des bei der Verflüssigung von Helium benutzten Apparates sind zwar bis zu einem gewissen Grade willkürlich, aber wenn man von vornherein wüßte, daß ein bestimmt eingerichteter Apparat für den angegebenen Zweck besonders gut geeignet ist, so wäre es nicht ratsam, dem wirklichen Apparat sehr abweichende Dimensionen zu geben. Kamerlingh-Onnes benutzte nun die Erfahrungen, die bei der Verflüssigung von Wasserstoff gemacht sind, und berechnete auf Grund des Gesetzes der korrespondierenden Zustände die Dimensionen des Apparates zur Verflüssigung von Helium aus dem bei Wasserstoff angewandten Einrichtungen. Auch wenn — was wahrscheinlich der Fall ist — Helium und Wasserstoff nicht, wenigstens nicht mit großer Annäherung korrespondieren, so kann man trotzdem in der angegebenen Weise verfahren, da es nur auf die ungefähren Dimensionen ankommt. Natürlich ist dabei vorausgesetzt, daß der ganze Prozeß zur Verflüssigung beider Substanzen ein entsprechender ist.

In dem Teil des Apparates, in dem die eigentliche Verflüssigung vor sich ging, und der kurzweg als Verflüssiger bezeichnet werden soll, befand sich die Regeneratorspirale, durch die das komprimierte Helium strömte, hierbei wurde es an einer bestimmten Stelle dem Joule-Kelvin-Effekt unterworfen. Bevor dies geschah, wurde es durch flüssigen Wasserstoff gekühlt, der sich im oberen Teil des Verflüssigers befand, und unter einem Druck von 6 cm siedete, während seine Temperatur 15^0 abs. war. Der flüssige Wasserstoff befand sich ursprünglich in einem neben dem Verflüssiger aufgestellten Dewarschen Gefäß A, aus dem er zur rechten Zeit durch Druck in den betreffenden Teil des Verflüssigers übergeführt wurde etwa in der Weise, die bei Siphonflaschen zur Anwendung kommt. Das Gefäß A mit flüssigem Wasserstoff stand in einem weiteren Dewarschen Gefäß B, das flüssige Luft enthielt. Um die Flüssigkeiten sehen zu können, war A unversilbert, B war zwar versilbert, aber ein Streifen war zur Durchsicht freigelassen.

Der mittlere und untere Teil des Verflüssigers mit der Regeneratorspirale stand im oberen Teil einer Dewarschen Flasche C, auf deren Boden sich schließlich das flüssige Helium ansammelte. Zur Messung der Temperatur des Heliums war in C ein Heliumthermometer angebracht. Damit sich das kondensierte Helium möglichst lange im flüssigen Zustand hielt, war das Gefäß C in ein weiteres Gefäß D mit flüssigem Wasserstoff gestellt, dieses wiederum stand in einem mit flüssiger Luft gefüllten Gefäß E, das sich in einem noch weiteren Gefäß F befand, das Alkohol enthielt. Die Gläser C, D, E waren Dewarsche Flaschen, die ebenso wie das gewöhnliche Glasgefäß F nicht versilbert waren, so daß man das flüssige Helium sehen konnte.

Natürlich wurde das Helium in beständiger Zirkulation gehalten und dabei immer von neuem auf den anfänglichen Druck von 100 Atmosphären komprimiert. Dies Verfahren wurde so lange fortgesetzt, bis sich schließlich mehr als 60 cm^3 flüssiges Helium gebildet hatten.

Der Siedepunkt von Helium bei Atmosphärendruck ist nach dem Heliumthermometer $4,3^0$ abs., wird diese Zahl wegen der Abweichungen der Thermometersubstanz vom Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetz korrigiert, so ergibt sich $4,5^0$ statt $4,3^0$. Als der Druck des flüssigen Heliums bis auf etwa 0,7 cm vermindert wurde, gelang es nicht die Substanz in den festen Zustand überzuführen, die zu diesem Druck zugehörige Temperatur — die tiefste, welche bis jetzt erreicht ist — wurde nach dem Gesetz der korrespondierenden Zustände auf etwa 3^0 abs. geschätzt. Die Dichte vom flüssigen Helium betrug 0,15.

Wir müssen nun noch eine merkwürdige Eigenschaft erwähnen, die bei einem Gemisch von Helium und Wasserstoff von Kamerlingh-Onnes [1]) kürzlich entdeckt ist, die aber auf Grund der van der Waalsschen Theorie binärer Gemische [2]) ihre Erklärung findet. In einem Glasrohr befand sich ein Gemisch von einem Teil Helium und sechs Teilen Wasserstoff, durch Zusammendrücken war es teilweise kondensiert, natürlich war hierbei die Konzentration der beiden Phasen nicht die gleiche, vielmehr bestand die Gasphase vorwiegend aus Helium, während die Flüssigkeit größtenteils durch Wasserstoff gebildet wurde. Zur Erzielung der nötigen tiefen Temperatur stand das Gefäß in flüssigem Wasserstoff. War der Druck, unter

1) Die Ermittlung der Isothermen wird beschrieben in Comm. from the phys. Lab. Leiden, Nr. 102; auf S. 4, Anm., weist Kammerlingh-Onnes auf gewisse Unterschiede hin, die seine Resultate mit denen zeigen, die Ramsay und Travers (Zeitschr. f. phys. Chem. **38**, 641, 1901) für Helium erhielten.

1) H. Kamerlingh-Onnes, Comm. from the phys. Lab. Leiden, Nr. 96a.

2) J. D. van der Waals, Kontinuität des gasförmigen und flüssigen Zustandes, II. Teil.

dem das Gemisch stand, kleiner als 49 Atmosphären, so lag die Flüssigkeit im unteren Teil des Glasrohres, die Gasphase war oben. Als aber der Druck auf 49 Atmosphären stieg, sank das Gas wie Wasser durch Öl hindurch und blieb als große Blase auf dem Boden liegen. Der Druck wurde nun noch weiter erhöht bis auf 60 Atmosphären und dann bis auf 32 Atmosphären vermindert. Bei dieser Verringerung stieg die Blase wieder empor, überhaupt konnte sie durch Druckänderungen in der angegebenen Art nach Belieben zum Sinken bezw. Steigen gebracht werden.

Zur Erklärung dieser Erscheinung stützen sich Kamerlingh-Onnes und Keesom[1]) auf die van der Waalssche Theorie der binären Gemische. Um die hierbei auftretenden Erscheinungen zu behandeln, führt bekanntlich van der Waals die sogenannte ψ-Fläche ein, d. h. die Beziehung, die zwischen der freien Energie ψ des Gemisches, seinem Volumen v und seiner Konzentration x besteht, während die absolute Temperatur T als konstant angesehen wird; wir wollen im folgenden ψ und v stets auf die Masseneinheit beziehen, v ist also das spezifische Volumen, unter x ist dementsprechend die Masse des zweiten Stoffes dividiert durch die Gesamtmasse des Gemisches zu verstehen. Da $0 \leqq x \leqq 1$, so liegt die ψ-Fläche zwischen den Ebenen $x = 0$ und $x = 1$.

Liegt die Temperatur T zwischen der kritischen Temperatur der zwei Komponenten, so hat im einfachsten Fall die ψ-Fläche nur eine transversale Falte. Die Projektion ihrer Bino-

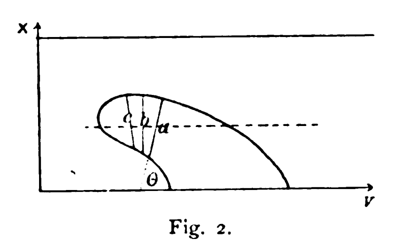


Fig. 2.

dale wird durch die in Fig. 2 gezeichnete Kurve dargestellt. Verbindet man die zusammengehörigen Berührungspunkte der Doppeltangentialebenen durch geradlinige Strecken und projiziert man diese auf die vx-Ebene, so erhält man die Linienstücke a, b, c. Der Winkel den irgendeins von ihnen mit der v-Achse bildet sei Θ. Im allgemeinen wird nun für alle Linienstücke $\Theta < \frac{\pi}{2}$ sein, unter Umständen aber kann es vorkommen, daß an einer Stelle $\Theta = \frac{\pi}{2}$ ist, dies trifft in der Figur für b zu. Die hierzu gehörigen Phasen haben gleiche Dichten; würden sie also ihren Platz tauschen, so daß die im Gefäß zuunterst liegende zuoberst kommt und umgekehrt, so würde dadurch das Gleichgewicht nicht gestört. Bei den zu a gehörigen Phasen liegt im Glasrohr das Gas oben, die Flüssigkeit unten, während bei dem c entsprechenden Gleichgewicht umgekehrt die Flüssigkeit sich oben und das Gas sich unten befindet, da seine Dichte größer ist, wie aus der Figur hervorgeht.

Wir denken uns jetzt ein Gemisch, dessen Temperatur gleich der der ψ-Fläche ist und dessen Konzentration x ebenso groß wie das x der punktierten Parallelen zur v-Achse der Fig. 2 ist. Der Anfangszustand soll außerhalb des Kondensationsgebietes in der Gegend der großen Volumina liegen. Wird nun das Gemisch bei konstanter Temperatur hinreichend stark komprimiert, so tritt dabei die von Kamerlingh-Onnes beobachtete Erscheinung des Sinkens der Gasmasse in die Flüssigkeit ein. Diese Erklärungsweise ist natürlich nur dann auf Wasserstoff und Helium anwendbar, wenn hier die Bedingungen erfüllt sind, die bei den theoretischen Betrachtungen vorausgesetzt sind.

Ist die Dichte beider Phasen gleich groß, so bezeichnen Kamerlingh-Onnes und Keesom diesen Zustand als barotropischen, sie sprechen also dann von barotropischen Konzentrationen und von barotropischem Druck für die Temperatur der ψ-Fläche. Im besonderen kann es vorkommen, daß für eine bestimmte Temperatur gerade die beiden im Faltenpunkte koexistierenden Phasen sich in barotropischen Umständen befinden; dies tritt dann ein, wenn die Projektion der Tangente der Binodalen im Faltenpunkte parallel mit der x-Achse ist. Ein solcher Faltenpunkt wird als ein barotropischer bezeichnet. Unter Umständen können für dieselbe Falte (also auch für dieselbe Temperatur) zwei barotropische Tangenten existieren, also zwei Tangenten, von denen jede durch zwei Punkte geht, die koexistierenden Phasen von gleicher Dichte entsprechen.

Bei ihren weiteren Untersuchungen betrachten Kamerlingh-Onnes und Keesom[1]) solche Beziehungen, die bei einem Gemisch von Helium und Wasserstoff wenigstens in qualitativer Hinsicht erfüllt sein dürften. Das Charakteristische hierbei ist, daß die kritische Temperatur T_{K_2} des zweiten Stoffes, der mit Helium identifiziert wird, sehr klein ist. Es wird daher zunächst angenommen, daß $T_{K_2} = 0$ ist, allerdings werden die hierdurch bedingten Verhältnisse auch in qualitativer Hinsicht nicht durchweg überein-

1) H. Kamerlingh-Onnes u. W. H. Keesom, Comm. from the phys. Lab. Leiden, Nr. 96b u. 96c.

1) H. Kamerlingh-Onnes u. W. H. Keesom, Comm. from the phys. Lab. Leiden, Suppl. Nr. 15 u. Suppl. Nr. 16.



stimmen mit denen, die bei Helium und Wasserstoff bestehen, weil in Wirklichkeit die kritische Temperatur von Helium nicht verschwindend klein ist im Vergleich zu der des anderen Stoffs. Es ist für $T_{K2} = 0$ in der van der Waalsschen Gleichung des Gemisches

$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2},$$

wobei

$$a = a_{11}(1-x)^2 + 2a_{12}(1-x)x + a_{22}x^2$$
$$b = b_{11}(1-x)^2 + 2b_{12}(1-x)x + b_{22}x^2$$

ist, die Kohäsionskonstante a_{22} der Moleküle des zweiten Stoffes gleich Null, da sie ja proportional T_{K2} ist. Von den analogen Größen a_{11} und a_{12}, die von der Attraktion der Moleküle des ersten Stoffes unter sich, bezw. von der gegenseitigen Anziehung beider Substanzen herrühren, ist auch $a_{12} = 0$ zu setzen, da $a_{12} = \sqrt{a_{11}a_{22}}$ angenommen wird. Da für b_{12} der Ansatz gemacht wird $b_{12} = \frac{1}{2}(b_{11} + b_{22})$, so ergibt sich:

$$b = b_{11}(1-x) + b_{22}x.$$

$\frac{b_{22}}{b_{11}}$ wird gleich $\frac{1}{4}$ gesetzt, außerdem wird vorgesetzt, daß das Molekulargewicht des zweiten Stoffes zu dem des ersten sich wie 2 : 1 verhält. Unter diesen Bedingungen diskutieren Kamerlingh-Onnes und Keesom die Gestalt der ψ-Fläche und zwar für verschiedene Temperaturen T.

Setzt man zur Abkürzung $\frac{T}{T_{K1}} = \tau$ (T_{K1} = kritische Temperatur der ersten Substanz), so finden sie, daß ein Faltenpunkt für $v = b = b_{11}(1-x)+b_{22}x$ erscheint, falls $\tau = 1{,}30$ ist (s. Fig. 3, in der für verschiedene Werte von τ die zugehörige Spinodalkurve gezeichnet ist). Wird τ kleiner und kleiner, so breitet sich die Falte auf der ψ-Fläche mehr und mehr aus. Für $\tau = 1$ erstreckt sie sich bis zum kritischen Punkt K_1 des ersten Stoffes, in der Figur ist auch eine Lage der Falte für $\tau < 1$ angegeben. Ist $\tau > 1$, so stellen zwei, koexistierenden Phasen entsprechende Punkte A und B, welche natürlich zur Binodalkurve, nicht zur Spinodalkurve gehören, das Gleichgewicht von zwei Gasphasen dar, wir haben es also mit einer Gas-Gasfalte zu tun. Daß diese Benennung angebracht ist, geht schon daraus hervor, daß, wenn man für A oder B die reduzierte Temperatur t berechnet, und zwar mittels der kritischen Temperatur des homogenen Gemisches, dessen Konzentration gleich A bezw. gleich B ist, man für t im allgemeinen einen sehr hohen Wert erhält. Die Bezeichnungsweise Gas-Gasfalte wird von den Verfassern noch in anderer Weise gerechtfertigt, wir verweisen dazu auf die Originalarbeit. Beobachtet ist die Koexistenz zweier Gasphasen noch nicht.

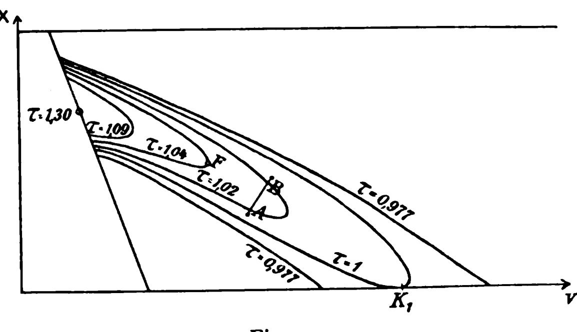


Fig. 3.

Auch in den eben betrachteten Falten können barotropische Erscheinungen auftreten. Der Faltenpunkt F für $\tau = 1{,}04$ ist ein barotropischer, da für ihn die Projektion der Tangente auf die vx-Ebene parallel der x-Achse ist. Fassen wir nun eine Falte, deren τ zwischen 1,04 und 1 liegt, näher ins Auge; die Tangente im Faltenpunkte bildet mit der positiven Richtung der v-Achse einen Winkel zwischen 0 und $\frac{\pi}{2}$, andererseits fällt bei der nämlichen Falte die Projektion der Verbindungslinie entsprechender Berührungspunkte an der Stelle $v = b = b_{11}(1-x) + b_{22}x$ mit der Geraden $v = b$ zusammen, welche mit der v-Achse einen Winkel zwischen $\frac{\pi}{2}$ und π bildet. Es muß folglich dazwischen eine Stelle geben, wo koexistierende Phasen gleiche Dichte haben, wir haben es hier mit barotropischen Zuständen zu tun, diese treten in Fig. 3 bei jeder Falte auf, falls nur $1{,}04 > \tau > 1$ ist. Die hier betrachteten barotropischen Zustände unterscheiden sich von den früher erwähnten, da diese sich auf Koexistenz von einer Gas- und Flüssigkeitsphase bezogen, während hier von zwei Gasphasen die Rede ist.

Kamerlingh-Onnes und Keesom behandeln auch den Fall, wo a_{22} nicht gleich Null ist, wir wollen jedoch hierauf nicht weiter eingehen, sondern verweisen auf die Originalarbeit. Es sei nur bemerkt, daß für $a_{22} \neq 0$ barotropische Erscheinungen zwischen Flüssigkeit und Gas wie in Fig. 2 auftreten können.

Wenn wir zum Schluß einen Rückblick auf die vorangehenden Betrachtungen werfen, so erkennen wir, daß die Theorie die Beobachtungen wenigstens im großen und ganzen gut zu erklären vermag, im einzelnen ist freilich noch manches zu erledigen. Bei vielen Experimenten, wie z. B. bei der Verflüssigung von Helium, bei der Untersuchung der barotropischen Erscheinungen spielte die Theorie eine

führende Rolle. Die Grundlagen der kinetischen Theorie haben sich überall vortrefflich bewährt, andererseits aber ist auch die van der Waalssche Theorie der Gemische längst ein unentbehrliches Hilfsmittel für jeden geworden, der auf diesem Gebiete arbeiten will.

Tübingen, den 19. Juni 1909.

(Eingegangen 23. Juni 1909.)

BESPRECHUNGEN.

E. von Lommel, Lehrbuch der Experimentalphysik. Vierzehnte bis sechzehnte neubearbeitete Auflage herausgegeben von Prof. Dr. Walter König. gr. 8. X u. 631 S. mit 438 Figuren im Text und einer Spektraltafel. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1908. M. 6,60, gebunden M. 7,50

Für die Beliebtheit des Lommelschen Lehrbuches spricht schon zur Genüge der Umstand, daß in den 15 Jahren seit seinem ersten Erscheinen (1893) bereits sechzehn Auflagen erforderlich geworden sind. Solcher Beliebtheit erfreut sich das Buch mit Recht, denn es verbindet mit Reichhaltigkeit und Vollständigkeit eine hervorragende Übersichtlichkeit und eine seltene Klarheit der Darstellung. Die Sprache des Verfassers erhebt sich stellenweise geradezu zu dichterischem Schwunge. — Seit dem Tode Lommels erscheint das Buch in Walter Königs glücklicher Bearbeitung; die neuen Auflagen entsprechen daher stets dem derzeitigen Stande der Forschung. Zweifellos wird das Buch auch in der jetzt vorliegenden Auflage seinen Siegeszug fortsetzen.

Max Iklé.

Curt Grimm, Die chemischen Stromquellen der Elektrizität. 8. XII u. 211. S. Mit 109 Abbildungen im Text. — München und Berlin, R. Oldenbourg. 1908. (Die Schwachstromtechnik in Einzeldarstellungen, herausgegeben von J. Baumann und Dr. L. Rellstab. Band IV.)

Das vorliegende Buch enthält eine eingehende Besprechung der primären Elemente und der Akkumulatoren in ihren verschiedenen Systemen und Ausführungsformen und wird für den Spezialforscher auf diesem Gebiete ein wertvolles Nachschlagewerk abgeben.

Max Iklé.

A. Kalähne, Die neueren Forschungen auf dem Gebiete der Elektrizität und ihre Anwendungen, gemeinverständlich dargestellt. 8. VIII u. 284 S. Leipzig, Quelle & Meyer. 1908. M. 4,40, geb. M. 4,80.

Die modernen Anwendungen der Elektrizität bilden einen wichtigen Faktor in unserem Kulturleben. Da kann es nicht Wunder nehmen, wenn in weitesten Kreisen der Wunsch rege wird, sich über die diesen Errungenschaften zugrunde liegenden Prinzipien zu unterrichten. Für solche Kreise ist Kalähnes Buch „Die neueren Forschungen auf dem Gebiete der Elektrizität und ihre Anwendungen" bestimmt. Es soll dem Gebildeten helfen, die Kenntnisse aus der Elektrizitätslehre, die ihm die Schule übermittelt hat, zu erweitern, zu vervollständigen, gegebenenfalls auch zu modernisieren. Zu diesem Zwecke hat Herr Kalähne sich im allgemeinen einer elementaren Darstellungsweise bedient. Um aber auch weitergehenden Ansprüchen zu genügen, sind auch einzelne theoretische Paragraphen eingefügt worden, die indessen von Nichtinteressenten übergangen werden können. Allen denen, die sich über den heutigen Stand der Forschung auf dem Gebiete der Elektrizität durch eine anregende Lektüre unterrichten wollen, sei dieses Buch angelegentlichst empfohlen. Dem Physiker wird die Lektüre einige angenehme Stunden bereiten.

Max Iklé.

O. D. Chwolson, Traité de Physique. Ouvrage traduit sur les éditions Russe et Allemande par E. Davaux. Édition revue et considérablement augmentée par l'auteur, suivie de notes sur la physique théorique par E. Cosserat et F. Cosserat. Avec une Préface de E. H. Amagat. 8. Tome premier, Quatrième Fascicule: Acoustique. Avec 87 figures dans le texte. VII u. 220 S. Paris, A. Hermann. 1908. 8 Frcs.

Gelegentlich der Besprechung früher erschienener Hefte dieser französischen Ausgabe des schönen Lehrbuches von Chwolson (s. diese Zeitschr. **8**, 159, 663, 1907) habe ich darauf hingewiesen, daß diese Ausgabe für den deutschen Leser weniger Bedeutung haben kann. Inzwischen ist nun die deutsche Ausgabe bis auf einen noch fehlenden Halbband vervollständigt worden; es liegt also noch weniger Grund vor, uns des französischen Textes zu bedienen. — Ich möchte nur noch kurz auf die der vorliegenden Lieferung beigegebene Vorrede von Amagat hinweisen, welche die großen Vorzüge des Chwolsonschen Werkes in das hellste Licht rückt.

Max Iklé.



A. Eckardt, Die Gasmaschine, insonderheit die Viertakt-Gasmaschine. Ihre Untersuchung auf Wirtschaftlichkeit und Leistung und Beschreibung der dazu nötigen Instrumente. gr. 8. VIII u. 79 S. mit 63 Abbildungen im Text u. auf 2 Tafeln. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1908. M. 2.50

Die lesenswerte Schrift ist bestimmt für den praktischen Gebrauch des Ingenieurs, der mit der Untersuchung und Bewertung von Gaskraftanlagen zu tun hat, dann aber auch für den nichtfachmännischen Besitzer solcher Anlagen zur Orientierung. Diesem doppelten Zweck ist in klarer und eingehender Weise Rechnung getragen einerseits durch ausführliche Besprechung der verschiedenen Meßinstrumente und ihrer Handhabung, wobei besonders die zahlreichen praktischen Winke vielen willkommen sein dürften, dann aber auch durch eine knappe, aber verständliche Darlegung der für die Beurteilung wichtigen Betriebseigenschaften, Abnahmeversuche und deren Ergebnisse. Aus dem Inhalte seien besonders hervorgehoben: Indikator und Antrieb desselben, Lesen von Diagrammen, Bremsen, Erörterung der verschiedenen „Wirkungsgrade", Verbrauchsmessungen von Brennstoff und Kühlwasser, Regelung der Gasmaschinen, sowie eine kurze und dabei erschöpfende Beschreibung verschiedener Sauggas-Generatorsysteme. In Anbetracht der Fülle des Gebotenen und der vorzüglichen Ausstattung muß der Preis des Büchleins als ein niedriger bezeichnet werden. A. Pröll.

Otto Fischer, Theoretische Grundlagen für eine Mechanik der lebenden Körper. Mit speziellen Anwendungen auf den Menschen sowie auf einige Bewegungsvorgänge an Maschinen. (B. G. Teubners Lehrbücher der math. Wissenschaften XXII.) gr. 8. X u. 372 S. mit 67 Figuren und 4 Tafeln. Leipzig, B. G. Teubner. 1906. Gebunden M. 14.—

Der Verfasser dieses Buches hat es bekanntlich zu seinem Lebenswerke gemacht, die Bewegungszustände des menschlichen und tierischen Körpers zu untersuchen. Dabei tritt meistens der Fall auf, daß von mehreren ein System bildenden Körpern jeder vorhergehende mit jedem nachfolgenden durch ein Gelenk verbunden ist. Das vorliegende Buch gibt eine zusammenfassende Darstellung über die Kinetik solcher Gelenksysteme und wendet die errungenen Resultate auf eine Reihe von Bewegungsvorgängen des Menschen an. Daß das Buch in erster Linie nicht für Mathematiker, sondern für Naturforscher im weitesten Sinne des Wortes geschrieben ist, werden sicher alle beteiligten Kreisen dankbar begrüßen. Die Darstellung ist überall klar und durchsichtig, vermeidet aber in glücklicher Weise eine langweilige Breite; die Resultate werden sicherlich auch viele Physiker interessieren. Cl. Schaefer.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Berlin Ingenieur Matschoß für Entwickelungsgeschichte der Maschinentechnik, an der Universität München Dr. Max Laue für theoretische Physik, an der Universität Leipzig Dr. Percy Waentig für Chemie.

Ernannt: Der Observator am Observatorium des Meteorologischen Instituts zu Potsdam Professor Dr. Theodor Arends zum Abteilungsvorsteher, der Hilfsarbeiter an demselben Institut Dr. Alfred Nippoldt zum Observator ebenda, der Physiker Dr. Karl Luyken zum Mitglied des Patentamts und Kaiserlichen Regierungsrat in Berlin, Professor Dr. H. A. Wilson vom Kings-College in London zum ord. Professor der Physik an der Mc Gill-University in Montreal, Dr. Bouzat zum Professor der Chemie an der Universität zu Rennes, der Ingenieur Hermann Nieten zum etatsmäßigen Professor für Maschinenkonstruktionslehre und für Hebemaschinen an der Technischen Hochschule Aachen, der a. o. Professor an der Universität Würzburg Dr. Eduard von Weber zum ord. Professor der Mathematik ebendaselbst.

Berufen: Der a. o. Professor der Mathematik und Astronomie an der Universität Königsberg Dr. Fritz Cohn als Direktor des astronomischen Recheninstituts an der Universität Berlin, der a. o. Professor an der Universität Wien Dr. Anton Lampa zum ord. Professor der Physik an der deutschen Universität Prag.

Verliehen: Dem früheren ord. Professor des Maschinenbaues an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Karl Keller der Titel eines Geheimen Rates.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Mathematik an der Deutschen Technischen Hochschule Prag Dr. Anton Grünwald, der o. Professor der Mathematik an der Universität Würzburg Geh. Hofrat Dr. Friedrich Prym.

Gestorben: Der Privatdozent der Physik Dr. W. Ritz in Göttingen, der Privatdozent für praktische Elektrometallurgie und Elektrochemie an der Technischen Hochschule in Berlin Dr. Oskar Frölich, der Astronom Simon Newcomb in Washington.



Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 15. | 1. August 1909. Redaktionsschluß für No. 16 am 31. Juli 1909. | 10. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über Absorption und Magnetorotation in leuchtendem Wasserstoff.

Von Rudolf Ladenburg.

In Fortsetzung meiner Versuche über die Absorption des Lichtes in leuchtendem Wasserstoff[1]) habe ich mich zunächst bemüht, die Ursache der damals beobachteten geringen Abweichung vom Biot-Lambertschen Gesetz aufzufinden. Dies Gesetz stellt im allgemeinen die Abhängigkeit der Durchlässigkeit D einer Substanz von der Schichtdicke l dar und kann in der Form geschrieben werden

$$\ln \frac{1}{D} = k \cdot l$$

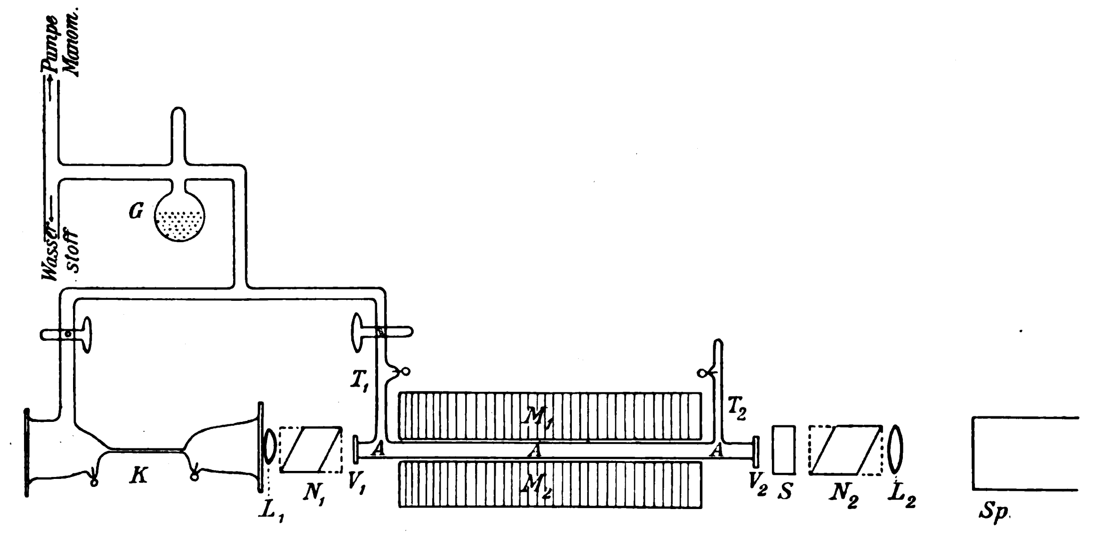
(k „Absorptionskoeffizient"). Trägt man also die reziproke Durchlässigkeit als Ordinate, die Schichtlänge als Abszisse in ein Koordinatensystem ein, so sollten durch den Nullpunkt gehende gerade Linien entstehen. Jene Abweichung zeigte sich nun darin, daß die geraden Linien die Ordinatenachse ein wenig oberhalb des Nullpunktes schnitten.

Ich habe jetzt die Genauigkeit meiner Versuche dadurch vergrößert, daß ich statt der früher untersuchten Kapillarröhren weitere Röhren von etwa 6 mm lichter Weite verwandte. Ebenso wie früher ließ ich hierbei das von einer Röhre in Längsdurchsicht ausgehende Licht eine zweite ihr gleiche durchsetzen und maß die Helligkeit der Wasserstofflinien, wie sie von den Röhren einzeln und zusammen emittiert wurden. Um Absorption zu erhalten, ist es notwendig, in Serie zu den von einem großen Induktorium erregten Röhren ein mit Wasserstoff höheren Drucks gefülltes Kapillarrohr und parallel zu allen Röhren eine Leidener Flasche zu schalten. Das Kapillarrohr wirkt ähnlich wie eine Funkenstrecke, und wie ich mich durch besondere Resonanzversuche in einem lose magnetisch gekoppelten Schwingungskreise überzeugen konnte, entstehen dann in dem die Geißlerröhren enthaltenden Stromkreise schnelle elektrische Schwingungen, deren Frequenz von Kapazität und Selbstinduktion in der üblichen Weise abhängt. Dadurch wird die Stromamplitude gegen die der gewöhnlichen Induktorschwingungen stark vergrößert und infolgedessen auch die Ionisation und Anzahl der absorbierenden „Dispersionselektronen" (s. w. u.). In den weiteren Röhren fand ich nun dieselbe Abweichung vom Biotschen Absorptionsgesetz wie früher, und zugleich ergab sich, daß die „Breite" der von derartig erregten Röhren emittierten Wasserstofflinien, die bei genügender Dispersion leicht gemessen werden kann, mit Vergrößerung der Schichtdicke merklich zunimmt. Spektralphotometrische Messungen an „Spektrallinien" müssen nun mit so breitem Spalt ausgeführt werden, daß im Gesichtsfelde Flächen homogener Helligkeit entstehen; für eine exakte Messung ist also Voraussetzung, daß die wirkenden Spektralgebiete stets dieselbe Breite haben. Da aber bei Messung der Helligkeit von „Emissions"- plus „Absorptions"-Rohr notwendigerweise eine größere Schichtdicke emittiert als bei Messung der Helligkeit der einzelnen Röhren, und da die Breite der „Linien" von der Schichtdicke abhängt, so sind auf diese Weise keine vollständig exakten Messungen des Absorptionskoeffizienten möglich, und daher jene gefundene kleine Abweichung vom gewöhnlichen Absorptionsgesetz. Übrigens ist, worauf ich in meiner ersten Arbeit schon hinwies, der Absorptionskoeffizient in der Um-

1) Rudolf Ladenburg, Verh. d. D. phys. Ges. 10, 550, 1908.

gebung einer Absorptionslinie eine (aus der Dispersionstheorie bekannte) Funktion der Wellenlänge, und der auf die beschriebene Weise gemessene Absorptionskoeffizient nur ein Mittelwert in dem betreffenden Intervall, der offenbar von der Breite der „Linie" abhängt, also ebenso wie diese auch etwas von der Schichtdicke abhängen muß. Daß die Länge der leuchtenden Schicht die Breite einer Spektrallinie beeinflußt, geht auch schon aus Messungen von H. Wanner[1]) hervor: er fand, daß sich die scharfen D-Linien einer durch Kochsalz gefärbten Bunsenflamme stark verbreitern, wenn man die Flamme in das Zentrum einer spiegelnden Hohlkugel setzt und durch eine Öffnung der Kugel die Flamme mit ihren vielen Spiegelbildern in einem Gitterspektroskop betrachtet. Die Spiegelbilder wirken hier offenbar ebenso wie eine Vermehrung der Schichtdicke.

mals (l. c., S. 560), daß ich auch bereits Untersuchungen über den Einfluß eines Magnetfeldes auf die Eigenschaften des absorbierenden Wasserstoffs begonnen hätte. Nachdem darauf Herr Stanislaw Loria und ich[1]) gezeigt hatten, daß derartiger Wasserstoff in der Nähe der roten Wasserstofflinie anomale Dispersion besitzt, habe ich nun wieder die magnetischen Versuche aufgenommen, und zwar habe ich die magnetische Drehung der Polarisationsebene, die ja in der Nähe von Absorptionslinien (z. B. der Natriumlinien) abnorm hohe Werte annehmen kann (Macaluso-Corbino-Effekt[2])), in der Umgebung der Wasserstofflinien untersucht. Das von der Kapillare K (s. Figur) ausgehende Licht wurde durch die Linse L_1 parallel gemacht, durchsetzte den polarisierenden Nicol N_1, das 30 cm lange Absorptionsrohr A, das durch die spannungsfreien Platten



In meiner oben zitierten Arbeit über die Absorption habe ich ferner auch gezeigt, wie man das Absorptionsspektrum des leuchtenden Wasserstoffs bei beliebigem Druck erhalten kann, indem man als Lichtquelle eine Kapillare benutzt, wie sie oben beschrieben ist. Konzentriert man das von dieser Kapillare in Längsdurchsicht ausgehende Licht, das ein kontinuierliches Spektrum liefert, durch ein weiteres in Serie geschaltetes Geißlerrohr (in dem der Wasserstoffdruck 80 bis 0,01 mm Quecksilber betragen kann) hindurch auf den Spalt eines Spektralapparates großer Dispersion, so sieht man das schmale Band des kontinuierlichen Spektrums an den Stellen der roten und blaugrünen Wasserstofflinie von schwarzen Absorptionslinien durchzogen, die nach oben und unten in die hellen Emissionslinien des Absorptionsrohrs übergehen. Ich berichtete da-

V_1 V_2 verschlossen war, die Savartsche Platte S, den Analysator N_2 und wurde durch die Linse L_2 auf den Spalt des Spektrometers Sp konzentriert. K und A waren miteinander verblasen und konnten beliebig evakuiert, mit trockenem Wasserstoff gefüllt und gegeneinander durch Glashähne abgesperrt werden. A befand sich in einer großen Spule M_1 M_2, in der ein magnetisches Feld bis 6000 Gauß erzeugt werden konnte. Die Stärke des Feldes wurde durch magnetische Drehung der Polarisationsebene in Wasser gemessen, das direkt in das Rohr A eingefüllt werden konnte. Die Savartsche Platte S und die Nicols N_1 N_2 wurden so justiert, daß im allgemeinen horizontale feine Interferenzlinien das kontinuierliche Spektrum durchzogen. Bei Drehung des Po-

1) H. Wanner, Wied. Ann. **68**, 143, 1899; s. a. W. Voigt, ebendaselbst S. 604.

1) R. Ladenburg u. St. Loria, diese Zeitschr. **9**, 875, 1908.

2) D. Macaluso u. O. M. Corbino, Vers. d. ital. Physiker in Turin, 23. Sept. 1898, C. R. **127**, 548, 1898.



larisators N_1 verschwinden die Interferenzstreifen plötzlich bei gewissen Stellungen von N_1 (und zwar viermal bei einer Drehung von N_1 um 60^0).

Als Spektralapparat benutzte ich ein großes lichtstarkes Wanschaff-Spektrometer, auf dem ein vorzügliches Rowlandsches Plangitter montiert war; beide Apparate verdanke ich der großen Güte des leider so früh verstorbenen Herrn Dr. Hauswaldt. Außerdem möchte ich auch an dieser Stelle Herrn Geh.-Rat W. Voigt meinen aufrichtigen Dank sagen, der mir das Gitter, das er gerade in Gebrauch hatte, in liebenswürdigstem Entgegenkommen für viele Monate zur Benutzung gelassen hat.

Werden K und A durch elektrische Schwingungen der beschriebenen Art erregt und ist N_1 auf Verschwinden der Interferenzstreifen eingestellt, so sieht man im kontinuierlichen Spektrum nur die beschriebenen Absorptionslinien des Wasserstoffs. Ein Erregen des Magnetfeldes zu 1500 Gauß genügt, um die Streifen zu beiden Seiten der Ränder der Absorptionslinie im Rot (H_α) sichtbar zu machen; aber schon in kurzem Abstande (von wenigen Ångströmeinheiten) verschwinden die Streifen wieder. Daß diese Erscheinung der gesuchte Macaluso-Corbino-Effekt an leuchtendem Wasserstoff war und nicht durch Drehung im nichtleuchtenden Wasserstoff[1]) oder in den Verschlußplatten erzeugt wurde, ließ sich leicht zeigen. Bei einem Felde von 3000 Gauß war die Drehung bereits quantitativ meßbar, d. h. die Größe χ der Drehung in einem bestimmten Abstande μ vom Schwerpunkt der Absorptionslinie. Ihre Größenordnung war $\chi = 1^0$ im Abstande $= 3$ Å. Sie zeigte sich positiv, d. h. in demselben Sinne, wie der das Magnetfeld erzeugende Strom (entsprechend negativen Elektronen als Zentren der Absorption), war symmetrisch zu beiden Seiten von H_α und ihre Abhängigkeit von μ entsprach dem von W. Voigt[2]) abgeleiteten und von Hallo, Wood, Geiger und Zeeman an Natrium- und anderen Dämpfen bestätigten Gesetz (vgl. z. B. W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik, Leipzig 1908, S. 125 ff., spez. S. 134, Gl. 68). Aus zusammengehörigen Werten von χ und μ läßt sich, falls μ nicht zu klein und das Magnetfeld nicht zu stark (beide Bedingungen sind hier realisiert), die Anzahl $\mathfrak{N}$ der „Dispersionselektronen" ohne andere Messungen als die des Magnetfeldes berechnen (cf. Voigt, l. c.). Es ergab sich das Resultat, daß $\mathfrak{N}$, konstantes Entladungspotential der Leidener Flaschen vorausgesetzt, mit steigendem Druck im Absorptionsrohr (untersucht zwischen 0,35 und 3,5 mm Druck) zunimmt (von 1 auf 2,2) und daß sich bei Variation der elektrischen Bedingungen des Schwingungskreises $\mathfrak{N}$ ändert wie

$$V\sqrt{\frac{C}{L}},$$

wobei V jenes Entladungspotential, C die Kapazität der Leidener Flaschen, L die Selbstinduktion der eingeschalteten Spulen bedeutet, und zwar konnte V im Verhältnis 1:2, C und L je im Verhältnisse 1:4 variiert werden. Daraus folgt, daß die Zahl der Dispersionselektronen proportional der Amplitude des Stromes ist. Was den absoluten Wert von $\mathfrak{N}$ betrifft, so ist er der Größenordnung nach in Übereinstimmung mit dem von St. Loria und mir aus der Größe der anomalen Dispersion in der Nähe der im Rot liegenden Wasserstoffabsorptionslinie berechneten (l. c.), wenn man die bei gleichem Druck ausgeführten Versuche vergleicht und die verschiedenen elektrischen Erregungsbedingungen berücksichtigt: mit der aus der kinetischen Gastheorie berechneten Zahl der Wasserstoffmoleküle verglichen ergab sich unter rund 50000 Molekülen ein Dispersionselektron. Untersuchungen der Dispersion und der Magnetorotation an anderen Wasserstofflinien und unter genau gleichen Bedingungen, die einen exakten Vergleich bezüglich der Zahl der Dispersionselektronen erlauben, habe ich in Angriff genommen.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, im Juni 1909.

(Eingegangen 24. Juni 1909.)

1) Vergl. die Messungen über die magnetische Drehung im nichtleuchtenden Wasserstoff von A. Kundt und W. C. Röntgen, Wied. Ann. **8**, 278, 1879; **10**, 257, 1880.

2) W. Voigt, Gött. Nachr., Heft 4, S. 349, 1898; Wied. Ann. **67**, 345, 1899.

Die Absorptionsspektren gewisser Salzlösungen[1]).

Von Harry C. Jones und W. W. Strong.

Bei der vorliegenden Arbeit haben wir dieselben Methoden angewandt, die Jones und Uhler[2]) sowie Jones und Anderson[3]) beschrieben haben. Um ein Spektrogramm aufzunehmen, lassen wir das Licht eines Nernst-Glühkörpers oder eines Funkens durch die Lösung des zu untersuchenden Salzes hindurchgehen. Das Licht wird dann mittels eines Metallhohlspiegels auf den Spektroskopspalt fokussiert. Das Spektroskop besteht aus einem Rowlandschen Konkavgitter von 1 m Halbmesser. Dieses Gitter wirft das Spektrum auf den photographischen Film, der an einem

1) Diese Arbeit wurde mit einer Unterstützung aus den Mitteln des Carnegie-Instituts zu Washington ausgeführt.

2) Carnegie Publications, Nr. 60.

3) Carnegie Publications, Nr. 110.

Schlitten befestigt ist. Durch Verschieben des Schlittens lassen sich neun Aufnahmen nebeneinander auf demselben Film machen. Da die Brennfläche des Spektrums gekrümmt ist, muß man einen Film benutzen. Die von uns verwendeten Films wurden von Wratten and Wainwright in Croyden (England) hergestellt. Sie sind von $\lambda = 2000$ Å.-E. bis $\lambda = 1200$ Å.-E. sehr gleichmäßig empfindlich. Bei allen Temperaturuntersuchungen achteten wir darauf, daß die in die Lösung eintretende Lichtmenge während jeder Exposition dieselbe blieb. Wir machten Aufnahmen bei 0^0, 15^0, 30^0, 45^0, 60^0, 75^0 und 90^0 unter identischen Verhältnissen und auf demselben Film.

Das Verfahren, dessen wir uns bei den Temperaturuntersuchungen bedienten, um das Licht durch die Lösung zu senden, stammt von Herrn Anderson. Die Lösung wird in einen Trog eingefüllt, in dem sich zwei rechtwinklige Quarzprismen befinden. Zwei Flächen der Prismen sind vertikal, zwei Flächen horizontal, und die Hypothenusenflächen bilden mit der Vertikalen je einen Winkel von 45^0. Die Hypothenusenflächen sind hinten von Luftschichten begrenzt, die von Glasplatten eingeschlossen werden, welche auf die Prismen aufgekittet sind. Das eine Prisma ist an einem Schlitten befestigt, und die Schichtdicke der Flüssigkeit zwischen den Prismen läßt sich somit von 0 bis auf 200 mm verändern. Der Nernstkörper ist an einem Gleitrahmen befestigt, so daß die optische Weglänge zwischen dem Glühkörper und dem Hohlspiegel konstant gehalten wird. Das Licht des Glühkörpers oder des Funkens fällt auf das bewegliche Prisma, wird von der Luftschicht an der Hypothenusenfläche reflektiert und fällt durch die Lösung hindurch auf das zweite Prisma. Es wird dann an der Hypothenusenfläche dieses Prismas auf den Hohlspiegel reflektiert, der es auf den Spektroskopspalt vereinigt. Diese Methode arbeitete, wie sich zeigte, sehr gut.

Die Methoden zur Untersuchung der Absorptionsspektren irgendeines Salzes umfassen die Aufnahme seiner Spektren in verschiedenen Lösungsmitteln, in Gemischen zweier Lösungsmittel von verschiedenem Mischungsverhältnis, in Gemischen mit Salzen wie Aluminiumchlorid in irgendeinem gegebenen Lösungsmittel, ferner die Prüfung des Beerschen Gesetzes und die Aufsuchung der Wirkung einer Temperaturänderung. Bei der Aufnahme eines Spektrums wird die Schichtdicke der Lösung konstant gehalten, beispielsweise auf 3 mm, und die Konzentration dann innerhalb möglichst weiter Grenzen verändert, also von höchst konzentrierten Lösungen bis zu solchen Verdünnungen, daß praktisch das ganze Spektrum vollkommen durchgelassen wird. Nach der Aufnahme des Spektrums erfolgt die Prüfung des Beerschen Gesetzes; dabei wird das Produkt aus der Konzentration und der Schichtdicke der Lösung konstant gehalten. Wenn das Beersche Gesetz gültig ist, so muß das Absorptionsspektrum in allen Fällen dasselbe sein. Bei den Temperaturuntersuchungen nahmen wir das Absorptionsspektrum einer konzentrierten Lösung von oftmals 3 mm Schichtdicke bei sieben verschiedenen Schichtdicken auf demselben Spektrogramm auf. Dann machten wir bei denselben Temperaturen ein Spektrogramm für eine verdünnte Lösung von etwa 200 mm Schichtdicke, die dieselbe Salzmenge enthielt, die in der 3 mm dicken Schicht der konzentrierten Lösung vorhanden gewesen war.

Wir haben die Absorptionsspektren von Ferricyankalium, Ferrocyankalium, Kaliumchromat, Kaliumbichromat, Uranylchlorid, Uranylnitrat, Uranylbromid, Uranylsulfat und Uranylazetat, Neodymchlorid, Uransulfat und Uranchlorid in einem oder mehreren Lösungsmitteln aufgenommen und haben alle Salze, mit Ausnahme der beiden letzten, auf die Gültigkeit des Beerschen Gesetzes hin untersucht. Die Untersuchungen über den Einfluß von Temperaturänderungen auf die Absorptionsspektren gelöster Salze erstreckten sich auf wäßrige Lösungen verschiedener Konzentration von Kobaltchlorid, Kobaltnitrat, Kobaltazetat, Kobaltsulfat und Kobaltsulfocyanat, Nickelchlorid, Nickelazetat und Nickelsulfat, Chromchlorid, Chromsulfat und Chromazetat, Chromalaun, Kupfernitrat und Kupferbromid, Uranchlorid, Erbiumchlorid, Praseodymchlorid und Praseodymnitrat, Uranylsulfat, Uranylazetat, Uranylchlorid und Uranylnitrat, Neodymchlorid, Neodymbromid und Neodymnitrat.

Es fand sich, daß das Beersche Gesetz in allen untersuchten Fällen galt, wenn die Lösungen verdünnt waren. Die Abweichungen vom Beerschen Gesetz bei konzentrierten Lösungen waren gewöhnlich klein. Von den untersuchten Salzen zeigten nur Kaliumchromat, Uranylnitrat und Uranylazetat irgendwie beträchtliche Abweichungen vom Beerschen Gesetz. Bei allen Salzen, die nach dieser Methode von uns sowie von Jones und Anderson untersucht worden sind, erfolgten die Abweichungen vom Beerschen Gesetz mit einer einzigen Ausnahme stets in dem Sinne, daß die Absorption der konzentrierten Lösung größer war, als es bei Gültigkeit des Beerschen Gesetzes der Fall sein würde. Diese eine Ausnahme bildete Uranylazetat in Wasser und in Methylalkohol. Die Abweichung war bei der wäßrigen Lösung von Uranylazetat sehr groß; die Absorption war hier bei der verdünnten Lösung — bei konstant gehaltenem $c \cdot l$ — viel größer.

Das Absorptionsspektrum der verschiedenen Uranylsalze zeigte zwölf Banden im blauen und violetten Spektralgebiet. Wir wollen diese Banden, vom blauen Ende der Reihe ausgehend, mit den Buchstaben *a, b, c, d, e* usw. bezeichnen. Über dasselbe Spektralgebiet erstreckt sich eine breite blauviolette Absorptionsbande, die verschwindet, wenn die Lösung verdünnt ist. So oft eine der feineren Uranylbanden in die Nähe dieser blauvioletten Bande fällt, ist sie stets breiter und intensiver. Die Uranylbanden sind 30 bis 50 Ångström-Einheiten breit und haben sehr verwaschene Ränder. Die Lage der Uranylbanden ergab sich für die verschiedenen Salze und für Lösungen eines und desselben Salzes in verschiedenen Lösungsmitteln verschieden, ebenso, wenn andere Salze, wie Kalziumchlorid oder Aluminiumchlorid, zugesetzt wurden.

Die Uranylbanden wurden beim Uranylnitrat weiter im Ultraviolett gefunden als die Uranylbanden irgendeines anderen untersuchten Salzes oder des Nitrates in einem anderen Lösungsmittel als Wasser. Das steht nicht im Einklang mit den Ergebnissen von Deussen[1]), der fand, daß die Uranylnitratbanden in Methylalkohol und in Äthylalkohol gegenüber den Banden der wäßrigen Lösung nach Violett hin verschoben wären.

Die Uranylbanden einer wäßrigen Lösung von Uranylnitrat und die der Uranylnitratkristalle ($U \cdot O_2 (NO_3)_2, 6 H_2O$) sind sehr ähnlich, nur sind die Banden der Kristalle etwas schärfer. Die Banden *f, g, h, i* der Kristalle liegen etwa 20 Ångström-Einheiten weiter nach Rot als dieselben Banden einer wäßrigen Lösung. Die Banden *a, b, c, d, j, k* haben in wäßriger Lösung und in Kristallen dieselbe Lage.

Eine Verdünnung innerhalb des verwendeten Konzentrationsbereiches (1 normal bis 0,008 normal) berührt die Lage der Uranylbanden nicht. Nach der Dissoziationstheorie sollen die Uranylbanden des Nitrats, Sulfats, Chlorids usw. allmählich in dem Sinne wandern, daß sie bei sehr verdünnten Lösungen dieselbe Lage haben würden. Wir haben keine Anzeichen einer derartigen Wanderung entdeckt.

Die Uranylnitratbanden in Methylalkohollösung sind sämtlich gegen die Banden in wäßriger Lösung um etwa 50 Ångström-Einheiten nach Rot verschoben. Gemische von Wasser und Methylalkohol zeigen, daß sowohl die „Wasserbanden" als auch die „Methylalkoholbanden" in einer und derselben Lösung vorhanden sind, und zwar nehmen die „Wasserbanden" mit steigendem Wassergehalt an Intensität zu. Die „Methylalkoholbanden" sind weniger beständig als die „Wasserbanden". Das bedeutet vermutlich, daß mehr oder minder bestimmte Hydrate und Alkoholate gebildet werden. In Äthylalkohollösung sind die Banden *a, b, c, d* gegen die „Methylalkoholbanden" nach Rot verschoben. Die übrigen Banden haben anscheinend bei Methylalkohollösung und bei Äthylalkohollösung dieselbe Lage. Die Methylalkohollösung zeigt eine sehr starke Abweichung vom Beerschen Gesetz. Gemische von wäßrigen und methylalkoholischen Uranylnitratlösungen, in denen die Konzentration des Uranylnitrats konstant gehalten wird, zeigen, daß die Absorption (beispielsweise in der blauvioletten Bande) sehr schnell abnimmt, bis der Wassergehalt etwa 20 Proz. erreicht. Bei weiterer Zunahme des Wassergehalts erfolgt nur eine ganz geringe Abnahme im Betrage der Absorption.

Daß läßt sich durch die Annahme erklären, daß die hydratisierte Uranylgruppe ein geringeres Absorptionsvermögen für Licht hat als die alkoholatisierte. Nach dieser Theorie würden praktisch alle Uranylgruppen hydratisiert sein, wenn der Wassergehalt 20 Proz. erreicht hat.

Wir fanden eine neue Bande an der äthylalkoholischen Lösung von Uranylnitrat bei $\lambda =$ 5200 Å.-E. Das Absorptionsspektrum des wasserfreien Uranylnitrats ergab sich als ganz verschieden von dem der Kristalle oder der Lösung. Die ungefähre Wellenlänge seiner Banden ist $\lambda = 4800$, 4650, 4500, 4420, 4360, 4280, 4180 (breit), 4060 (breit), 3950 (breit), 3820 (breit), 3700 und 3600 Å.-E. Wegen der geringen Intensität der Banden ließ sich nicht sicher feststellen, ob die Bande bei 4800 Å.-E. die Bande *a*, *b* oder *c* war.

Die Banden des Uranylbromids in Wasser, des Uranylazetats in Wasser oder in Methylalkohol oder des wasserfreien Uranylazetats liegen annähernd bei denselben Wellenlängen und unterscheiden sich in ihrer Wellenlänge nur wenig von den Uranylnitratbanden einer wäßrigen Lösung. Zusatz sehr starker Salpetersäure zu einer wäßrigen Lösung von Uranylnitrat ließ die Banden *a* und *b* nicht im geringsten wandern, machte aber die Banden viel schärfer.

Die Banden des Uranylsulfats in wäßriger Lösung liegen alle etwa 50 Å.-E. näher zum roten Ende des Spektrums als die Banden des Uranylnitrats in wäßriger Lösung. Im übrigen sind die Banden sehr ähnlich. Bei beiden Salzen ist die Bande *i* sehr viel schwächer als die beiden benachbarten Banden *h* und *j*.

Die Uranylbanden des Chlorids wurden viel eingehender untersucht als die der übrigen Salze. Die Uranylbanden einer wäßrigen Lösung sind gegen die Banden des Nitrats in wäßriger Lösung nach Rot verschoben. Ein Zusatz von Chlorkalzium oder Aluminiumchlo-

1) Wied. Ann. **66**, 1128—1148, 1898.

rid zu einer wäßrigen Lösung von Uranylchlorid veränderte, wie wir fanden, die Banden sehr stark. Zusatz einer genügenden Menge Aluminiumchlorid zu einer wäßrigen Lösung von Uranylchlorid oder von einer genügenden Menge Kalziumchlorid zu einer Lösung von Uranylchlorid in Methylalkohol ließ, wie sich herausstellte, die Banden *d* und *e* zusammen kommen, so daß sie eine einzige breite Bande bildeten, und die übrigen Uranylbanden in der Weise wandern, daß die ganze resultierende Bandenserie fast identisch mit der Bandenserie einer Lösung von Uranylchlorid in Äthylalkohol wird. Die Wirkung eines Zusatzes dieser fremden Salze besteht in einer sehr beträchtlichen Änderung der Intensität der Banden. Ein schönes Beispiel hierfür bietet die Wirkung eines Zusatzes von Aluminiumchlorid zu einer wäßrigen Lösung von Uranylchlorid. Die Banden *a* und *b* verändern sich in sehr verschiedener Weise: die Bande *a* wird viel schwächer und schmäler, während die Bande *b* sehr viel kräftiger und breiter wird, wenn die Menge des Aluminiumchlorids vermehrt wird.

Wir haben im Absorptionsspektrum einer wäßrigen Lösung von Uranylchlorid eine neue Reihe von fünf Banden — von etwa 5 Å.-E. Breite — im Grün entdeckt. Die ungefähren Wellenlängen dieser Banden sind: $\lambda = 5180$, 5200, 6000, 6020, 6040 und 6070 Å.-E. Diese Banden erscheinen nur in einer reinen wäßrigen Lösung, und ein geringer Zusatz von Aluminiumchlorid oder Kalziumchlorid bringt sie zum Verschwinden. Sie treten bei Lösungen in Methylalkohol oder im Äthylalkohol nicht auf, und ebensowenig bei irgendeinem anderen Uranylsalz, außer ganz schwach bei Uranylsulfat.

Wir haben auch das Absorptionsspektrum verschiedener Uransalze photographiert. Die Banden des Uransulfats und des Uranchlorids in wäßriger Lösung erwiesen sich wesentlich als gleich. Es treten Banden auf bei $\lambda = 6700$, 6500, 6300, 5480 und 4900 Å.-E., und zwar ist die Bande bei $\lambda = 6500$ Å.-E. die stärkste. Diese Banden haben alle sehr verwaschene Kanten, sie sind in der Regel weit verwaschener und breiter als die Uranylbanden. Uranchlorid hat starke Banden bei $\lambda = 4600$, 4770 und 4970 Å.-E. Wir fanden, daß die Absorptionsspektren für Uranchlorid in Methylalkohol und in Wasser sehr verschieden voneinander sind.

Das Absorptionsspektrum des Neodymchlorids in Glyzerin ist ganz verschieden von dem desselben Salzes in Wasser oder in Alkohol. In Mischungen von Wasser und Glyzerin zeigt es sich, daß mit steigendem Wassergehalt die „Glyzerinbanden" allmählich an Stärke abnehmen, während die „Wasserbanden" an Stärke zunehmen. Keine dieser Bandenreihen scheint zu wandern. Eine eingehendere Untersuchung hierüber ist im Gange. Was die „Alkoholbanden" und die „Wasserbanden" des Neodyms angeht, so haben Jones und Anderson gezeigt, daß diese Banden völlig verschieden waren, und daß sich ihre Intensität mit dem Mengenverhältnis der betreffenden Lösungsmittel änderte. Dasselbe scheint für die „Glyzerinbanden" zu gelten. Die „Glyzerinbanden" scheinen überdies gegenüber den „Wasserbanden" beständiger zu sein als die „Alkoholbanden".

Wir fanden, daß Temperaturerhöhung im allgemeinen eine Zunahme im Betrage der Absorption zur Folge hat und eine Verbreiterung der Absorptionsbanden hervorruft. Diese Verbreiterung der Banden kann symmetrisch sein oder nicht. In solchen Lösungen, die nur ein einziges Salz enthalten, erfolgt diese Verbreiterung für gewöhnlich nach beiden Seiten, und zwar verbreitert sich in vielen Fällen die rote Seite der Bande bei der Temperaturerhöhung schneller.

Bei manchen Salzen können sich einige Banden verbreitern, während andere Banden bei einer Temperaturänderung anscheinend überhaupt nicht verändert werden. Ein schönes Beispiel hierfür bietet Uranchlorid. Einige seiner Banden verbreitern sich sehr stark, während sich andere Banden nur wenig verbreitern. Einige Uranbanden wandern bei Temperaturerhöhung ein wenig nach Rot hin, während andere Banden anscheinend überhaupt nicht wandern.

In solchen Lösungen, die nur ein einziges Salz enthalten, haben wir fast ausnahmslos gefunden, daß die Banden bei Temperatursteigerung breiter werden, und daß diese Verbreiterung um so stärker ist, je stärker die Konzentration des Salzes in der Lösung ist. In manchen Fällen erscheinen feine Banden bei höheren Temperaturen, wenn die allgemeine Absorption in einem gewissen Spektralgebiet sehr groß geworden ist. Sehr schöne Beispiele hierfür bieten die Kobalt- und die Chromsalze.

Die Uranylbanden wäßriger Lösungen des Chlorids und des Sulfats wandern mit steigender Temperatur nach Rot hin. Die Stärke der Banden wird durch Temperaturänderungen nicht sehr beeinflußt.

Die Wirkung einer Temperaturerhöhung auf das Absorptionsspektrum einer Salzlösung, die Kalziumchlorid oder Aluminiumchlorid enthält, ist sehr eigentümlich. Die Banden verbreitern sich für gewöhnlich ganz unsymmetrisch, und die Verbreiterung erfolgte in sämtlichen untersuchten Fällen an der langwelligen Kante. Ein sehr typisches Beispiel dieser Art bieten Gemische von Chromchlorid mit Aluminiumchlorid oder Kalziumchlorid. Ein weiteres

Beispiel liefert die Neodymbande bei $\lambda = 5700$ und 5860 Å.-E. Eine reine Lösung von Neodymchlorid in Wasser liefert eine Bande, die bei steigender Temperatur immer breiter wird. Wenn das Neodymchlorid in einer wäßrigen Aluminiumchloridlösung gelöst wird, so verändert sich mit steigender Temperatur die auf der kurzwelligen Seite gelegene Kante dieser Bande überhaupt nicht, während die Bande an der langwelligen Seite sehr beträchtlich breiter wird. Dasselbe gilt für die Neodymbande $\lambda =$ 6800 bis 6900 Å.-E.

Eine andere sehr wichtige Wirkung ruft die Gegenwart von Aluminiumchlorid hervor. Praktisch alle Banden des Neodymchlorids in wäßriger Lösung werden mit steigender Temperatur ein wenig intensiver, aber die Lage der Banden ändert sich nicht. Dagegen nehmen viele Absorptionsbanden von Neodymchlorid mit steigender Temperatur an Intensität ab, wenn das Salz in einer konzentrierten wäßrigen Lösung von Aluminiumchlorid gelöst ist. Einige dieser Banden wandern nach Rot zu. Beispielsweise verschiebt sich die Bande, die bei 6^0 C etwa bei 5095 Å.-E. liegt, um 5 Å.-E. nach Rot hin, wenn die Temperatur auf 82^0 steigt. Bei den ausgezeichneten Arbeiten von J. Becquerel und anderen Forschern über die Wirkungen von Temperaturänderungen auf die Absorptionsspektren von Kristallen scheint es sehr wichtig, die Gegenwart von Fremdkörpern zu berücksichtigen. Vielleicht könnte sogar der Zeeman-Effekt durch die Gegenwart fremder Stoffe beeinflußt werden.

Johns Hopkins Universität, im Mai 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 14. Juni 1909.)

Über den Grad des Wohlklanges von Konsonanzen.

Von E. Waetzmann.

In den „Tonempfindungen"[1]) von Helmholtz findet sich eine ausführliche Besprechung derjenigen Faktoren, welche auf die Vollkommenheit der verschiedenen Konsonanzen Einfluß haben. Bekanntlich geht die Helmholtzsche Theorie der Konsonanz und Dissonanz von den Schwebungen aus; in erster Linie von den Schwebungen zwischen irgendeinem Partialton des einen und einem in der Nähe liegenden Partialton des zweiten Grundklanges des Intervalls. Eine Konsonanz soll dadurch charakterisiert sein, daß irgendwelche zwei Partialtöne beider Klänge zusammen fallen, und zwar soll die Konsonanz um so vollkommener sein, je niedriger die Ordnungen der betreffenden Partialtöne sind. Der triviale Fall würde der sein, daß die Grundtöne der beiden das Intervall bildenden Klänge zusammenfallen, also ein Einklang vorhanden ist. Die Konsonanz ist nach Helmholtz gewissermaßen in negativer Weise definiert, nämlich durch das Fehlen, oder wenigstens einen möglichst geringen Grad der sogenannten „Rauhigkeit", welche durch die Zahl und die Stärke der auftretenden Schwebungen gegeben ist. Aus dem Gesagten geht schon hervor, daß der Grad des Wohlklanges eines Intervalls mit den Instrumenten, auf denen es gespielt wird — je nach der Zahl und Stärke von deren Obertönen — variieren muß.

Für die Güte einer Konsonanz ist aber nicht nur die Rauhigkeit maßgebend, welche von den Schwebungen je eines Partialtones der beiden die Konsonanz bildenden Klänge hervorgebracht wird, sondern es kann vorkommen, daß schon die Obertöne innerhalb eines Einzelklanges eine starke Rauhigkeit ergeben. Es tritt dies dann ein, wenn in dem Klange intensive Obertöne höherer Ordnung enthalten sind. Dieselben bilden infolge der Schwebungen, die zwischen ihnen auftreten, empfindliche Dissonanzen, die den ruhigen Wohllaut des Klanges natürlich stören. Diese Rauhigkeit eines Einzelklanges ist, wie auch Helmholtz[1]) hervorhebt, besonders deutlich an der menschlichen Stimme zu beobachten. Namentlich bei Männerstimmen und bei forcierter Ton- bzw. Klangbildung habe ich die Schwebungen zwischen hohen Obertönen oft in verblüffender Stärke wahrgenommen. Es gehört freilich etwas Aufmerksamkeit und ein gewisses Maß von Übung in derartigen Beobachtungen dazu, um diese Wahrnehmungen zu machen. In ganzen Chören von Männerstimmen, wenn forte gesungen wird, werden die Schwebungen so stark, daß sie den musikalischen Wohllaut in unleidlicher Weise stören; ich habe dabei den Eindruck eines äußerst intensiven und für das Ohr direkt schmerzhaften Zwitscherns, etwa als wenn neben dem Gesange auf hohen Trillerpfeifen gepfiffen würde. Übrigens können sich die erwähnten Schwebungen auch schon beim Sprechen sehr unangenehm bemerkbar machen, z. B. bei stark prononcierter Aussprache des Buchstabens „x". Daß die menschliche Stimme in dieser Beziehung eine so hervorragende Stellung einnimmt, hat neben der relativ großen objektiven Intensität der betreffenden Obertöne noch einen subjektiven Grund, indem unser Ohr für Töne in dieser Gegend der Skala besonders empfindlich ist, was zum Teil auf eine Resonanzwirkung der Ohrmuschel und nament-

1) 5. Ausgabe, S. 310ff.

1) Helmholtz, l. c. S. 188.

lich des Gehörganges, bzw. der kombinierten Wirkung beider, zurückzuführen ist. Wenn man verhältnismäßig öfter reine Frauenstimmen hört als Männerstimmen, so beruht das in erster Linie wohl darauf, daß entsprechend der höheren Lage der Stimmen die störenden Obertöne schon über die größte Empfindlichkeitszone unseres Ohres hinausfallen, und daß außerdem die Zahl der entsprechenden Schwebungen zu groß geworden ist, um noch starke Rauhigkeit ergeben zu können.

Noch ein dritter Umstand ist zu erwähnen, der den Wohllaut einer Konsonanz beeinträchtigen kann; das sind die Schwebungen, die durch das Auftreten von Kombinationstönen veranlaßt werden. Freilich werden dieselben — wenigstens bei scharfer Klangfarbe der Primärklänge — im allgemeinen keine wesentliche Rolle spielen, da sie in erster Linie nur die infolge der Obertöne schon vorhandenen Schwebungen verstärken. Anders liegen die Verhältnisse aber bei Primärklängen, die gar keine, oder wenigstens nur ganz schwache Obertöne haben; hier spielen die Schwebungen der Kombinationstöne, wie ohne weiteres zu übersehen ist, eine bedeutende Rolle.

Die „Rauhigkeit" eines Intervalls hängt also ab von der Stärke und der Zahl der auftretenden Schwebungen; sie kann somit berechnet werden, wenn man gewisse Annahmen über folgende Punkte macht: Erstens muß sowohl die objektive, physikalische, als auch die subjektive Intensität der die Schwebungen bildenden Töne bekannt sein; zweitens der Grad der Dämpfung der im Ohre angenommenen Resonatoren, weil hiervon die Intensität der entstehenden Schwebungen abhängt; drittens muß man wissen, wie sich die Rauhigkeit mit der Anzahl der Schwebungen ändert. Alle diese Fragen können wir wenigstens in ganz roher Annäherung beantworten, und das genügt, um einen ungefähren rechnerischen Überblick über den relativen Wohllaut der einzelnen Konsonanzen zu bekommen. Helmholtz führt eine entsprechende Berechnung [1]) für die Klangfarbe der Violine durch. Hierbei setzt er die physikalische Intensität ihrer Obertöne umgekehrt proportional dem Quadrat ihrer Ordnungszahl; der Unterschied zwischen objektiver und subjektiver Intensität, oder anders ausgedrückt, die verschiedene Empfindlichkeit unseres Ohres für Töne verschiedener Höhe, wird aber nicht berücksichtigt. Auf die Stärke der Dämpfung der Ohrresonatoren werden aus Versuchen über die Deutlichkeit schneller Triller Schlüsse gezogen, und zwar wird, was ich besonders betonen möchte, die Dämpfung für alle Ohrresonatoren, unabhängig von ihren

1) Helmholtz, l. c., Beilage XV und S. 318.

Eigentönen, als gleich angesetzt. Der absolute Wert der Dämpfung wird aus der Annahme ermittelt, daß jeder Ohrresonator auf einen von außen kommenden Ton, der von seinem Eigenton um einen halben Ton abliegt, nur mit dem zehnten Teil der Intensität mitschwingt, mit der er mitschwingen würde, wenn der erregende Ton mit seinem Eigenton übereinstimmte. Diese Annahme basiert eben auf den Trillerversuchen. Dem Einfluß der Schnelligkeit der Schwebungen wird in der Weise Rechnung getragen, daß die Intensität noch mit einem Faktor multipliziert wird, welcher gleich Null wird, wenn die Zahl der Schwebungen sehr klein ist, bei etwa 30 Schwebungen sein Maximum erreicht, und dann wieder abnimmt, um für unendlich viele Schwebungen wieder gleich Null zu werden.

In einer Arbeit „die Wirkungsweise der Resonatoren im Ohre" [1]) habe ich nun eine andere als die von Helmholtz gemachte Annahme über die relative Dämpfung der verschiedenen Ohrresonatoren zu begründen versucht. Es konnte festgestellt werden, daß es für die Deutlichkeit eines Trillers mit verschiedener Dauer der beiden Trillertöne innerhalb gewisser Grenzen keinen wesentlichen Unterschied macht, ob der höhere oder der tiefere Ton länger andauert. Dieses Ergebnis führte mich im Verein mit anderen Überlegungen und Versuchen dazu, einmal die Konsequenzen der Annahme zu prüfen, daß die Abklingezeit für die verschiedenen Ohrresonatoren, unabhängig von ihren Eigentönen, die gleiche ist. Dies besagt, daß die hochabgestimmten Resonatoren im Ohre schwächer gedämpft sind als die tiefabgestimmten. Ich erhielt auf diesem Wege eine befriedigende Erklärung gewisser Tatsachen aus dem Gebiete der Schwebungen, der Zwischentöne, und auf speziell musikalischem Gebiete, Tatsachen, die sich mit der Helmholtzschen Vorstellung über die Dämpfung nur schwer oder gar nicht erklären lassen.

Es blieb noch zu untersuchen, ob die obige Annahme mit der Helmholtzschen Theorie der Konsonanz und Dissonanz im Einklange steht. Um Mißverständnissen vorzubeugen, möchte ich betonen, daß ich hierbei auf die Theorie selber nicht einzugehen habe, sondern daß ihre Richtigkeit vorausgesetzt, und nur geprüft wird, ob sich für sie aus meinen Annahmen über die Dämpfung der Ohrresonatoren Schwierigkeiten ergeben. Zu diesem Zwecke wurde eine Berechnung der Rauhigkeit der verschiedenen Intervalle innerhalb der Oktave $c'c''$ durchgeführt, und zwar auch für die

1) E. Waetzmann, Archiv für die ges. Physiologie **123**, 463 186, 1908.



Klangfarbe der Violine, unter den von Helmholtz gemachten speziellen Voraussetzungen, aber mit der Modifikation, daß nicht die Dämpfung der einzelnen Ohrresonatoren als gleich angesetzt wird, sondern ihre Abklingezeit. Es ist das allerdings eine sehr umständliche Rechnerei, indem die Dämpfung jedes einzelnen der in Betracht kommenden Ohrresonatoren für sich berechnet werden muß; trotzdem erschien mir die Frage wichtig genug, um die Rechnung auszuführen. Die Rauhigkeit, die von dem a^{ten} Oberton herrührt, ist gegeben durch den Ausdruck:

$$r_a = \frac{4\mathfrak{B}_1\ \mathfrak{B}_2}{1}\ \frac{\beta^2}{\beta^2 + 4\pi^2\delta^2} \cdot \frac{4\vartheta^2 a^2 \delta^2}{(\vartheta^2 + a^2\delta^2)^2}.$$

Hierin bedeuten: $\mathfrak{B}_1$ bzw. $\mathfrak{B}_2$ die Geschwindigkeitsmaxima der Schwingungen, welche die beiden Töne (von den Schwingungszahlen n_1 bzw. n_2 pro 2π sec) in den gleichgestimmten Ohrresonatoren hervorbringen; δ den halben Abstand der beiden Töne in der Skala, angegeben als Teil der Schwingungszahl des in der Mitte zwischen ihnen liegenden Tones; ϑ die halbe Breite desjenigen Intervalls, welches in der Höhe des tieferen Grundtones 30 Schwebungen pro sec gibt; endlich ist $\beta = \frac{\pi \mathfrak{b}^2}{Nm}$, worin $\mathfrak{b}^2$ den „Dämpfungsfaktor" bedeutet, und N die Schwingungszahl pro 2π sec für den Ton stärkster Resonanz. β ist aus der Formel: $\beta = \frac{1}{2z} \log \text{nat} \left(\frac{\mathfrak{L}}{\mathfrak{l}}\right)$ berechnet worden [1]), worin z die Zahl von Schwingungen bezeichnet, die m ausführt, während die lebendige Kraft der Schwingungen von $\mathfrak{L}$ auf $\mathfrak{l}$ herabsinkt. In dem Falle, wo die beiden die Schwebungen gebenden Obertöne von ungleicher Ordnung sind, habe ich für das Intervall $\mathfrak{a}\delta$ den Ausdruck $\frac{x n_1 - y n_2}{x n_1 + y n_2}$ gesetzt, wo x und y die Ordnungszahlen der beiden Obertöne sind, und entsprechend wurde $\vartheta = \frac{15}{y n_2}$ gesetzt. Ob Helmholtz die etwaige Ungleichheit in der Ordnung der Obertöne, abgesehen von ihrer verschiedenen Intensität, überhaupt berücksichtigt hat, ist schwer zu übersehen; er scheint sich hierbei mit angenäherten Mittelwerten begnügt zu haben [2]).

Die Fig. 1 und 2 stellen das Rechnungsresultat dar, und zwar gilt Fig. 1 für die objektiven, Fig. 2 für die subjektiven Intensitäten der einzelnen Töne, wobei Empfindlichkeitsbestimmungen von Lord Rayleigh [1]) zugrunde gelegt sind. In den Figuren bedeutet die Grundlinie $c'c''$ das zwischen den gleichnamigen Noten gelegene Stück der musikalischen Skala, eingeteilt nach großen und kleinen Ganz- und Halbtönen. Die Rauhigkeiten derjenigen Intervalle, welche die einzelnen Klänge dieses Stückes

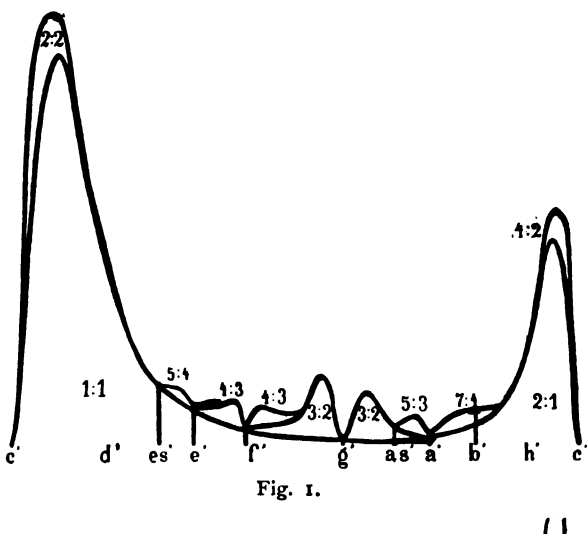


Fig. 1.

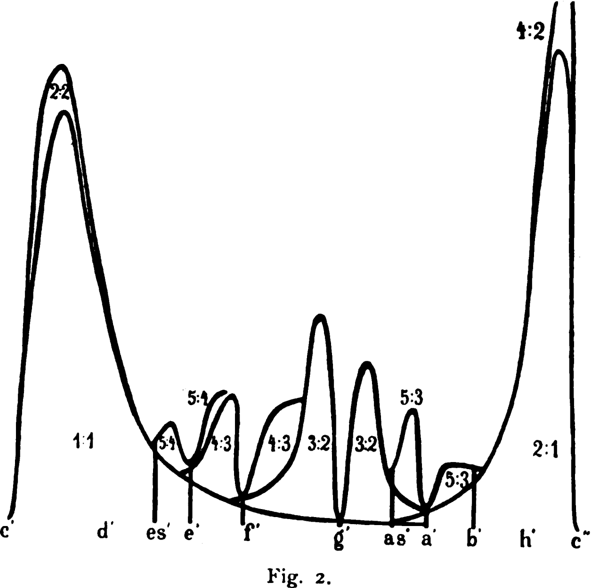


Fig. 2.

der Tonskala mit dem Grundklange c' bilden, sind an den betreffenden Stellen der Grundlinie als Ordinaten aufgetragen. Die Rauhigkeiten, welche von den einzelnen Partialtonpaaren eines Intervalls herrühren, sind einfach übereinander getürmt. Die eingeschriebenen Zahlen geben die Verhältnisse der Ordnungen (in der Helmholtzschen Zählweise) der Partialtonpaare an.

Die Reihenfolge der Konsonanzen, nach ihrer subjektiven Güte geordnet, wäre hiernach für

1) Helmholtz, l. c., Beilage X.

2) Ich möchte darauf aufmerksam machen, daß Helmholtz bei seiner Berechnung als Ordnungszahl eines Obertones den Faktor annimmt, mit dem der Grundton zu multiplizieren ist, um die Schwingungszahl des betreffenden Obertones zu erhalten, nicht wie sonst üblich, diesen Faktor vermindert um 1.

1) Phil. Mag. 6 (14), 596, 1907.

die Klangfarbe der Violine etwa folgende: Oktave, Quinte, große Sexte und Quarte, kleine Sexte, große Terz und kleine Septime, kleine Terz. Berücksichtigt man die Unsicherheit in der Feststellung der Empfindlichkeit des Ohres, ferner, daß die Annahmen über die relativen objektiven Intensitäten der benutzten Obertöne [1]) sehr unsicher sind und endlich die völlige Willkürlichkeit in den Annahmen über die Änderung der Empfindlichkeit mit der Änderung der Intensität, so muß die Übereinstimmung der in Fig. 2 dargestellten Resultate mit den tatsächlich vorliegenden Verhältnissen als ausreichend bezeichnet werden, zumal es schwer ist, die entsprechenden Beobachtungen in zuverlässiger Weise anzustellen. Auffallend erscheint mir hauptsächlich nur die verhältnismäßig große Rauhigkeit der großen Terz. Fig. 2 zeigt auch anschaulich, wie sich die Verstimmung einer Konsonanz je nach ihrer größeren oder geringeren Reinheit mehr oder weniger stark bemerkbar macht. Ist eine Konsonanz an sich schon unvollkommen, so ist auch durch eine Verstimmung nicht mehr viel daran zu verderben.

Übrigens darf aus den Figuren nicht etwa die Folgerung gezogen werden, daß bei sehr geringer Intensität der Obertöne eine Verstimmung, z. B. der Quinte, kaum bemerkbar sein würde. In diesem Falle spielen dann, wie schon erwähnt, die Kombinationstöne, bzw. die von ihnen herrührenden Schwebungen eine große Rolle.

Auf den ersten Blick erscheint es sehr überraschend, daß die von mir für die subjektiven Verhältnisse gefundenen Resultate mit den Helmholtzschen Berechnungen [2]), welche nur die objektiven Intensitäten berücksichtigen, im großen ganzen übereinstimmen. Hierzu ist folgendes zu bemerken: Nach meinen Annahmen über die Dämpfung der Resonatoren im Ohre ist die Resonanzschärfe in den höheren Gegenden der Skala viel größer als in den tieferen, d. h. also, die Intensität der Schwebungen zwischen zwei Tönen ist — gleiche Intervalle vorausgesetzt — um so geringer, je höher die Töne liegen. Es kommt dies in Fig. 1 zum Ausdruck. Beim Übergang auf das subjektive Gebiet werden dann die höheren Töne mehr verstärkt als die tieferen, und infolgedessen wird jetzt auch die Intensität der Schwebungen zwischen höheren Tönen entsprechend mehr vergrößert. — Nach den Helmholtzschen Annahmen über die Dämpfung der Ohrresonatoren ist die Resonanzschärfe in allen Teilen der mittleren Tonskala gleich, und somit die Intensität der Schwebungen unabhängig von der Höhenlage der Primärtöne, also auch bei höher liegenden Primärtönen verhältnismäßig stark. Die Helmholtzschen Annahmen wirken also auf das Resultat in demselben Sinne ein wie die Einführung der subjektiven Intensitäten an Stelle der objektiven. So ist die ungefähre Übereinstimmung der beiderseitigen Berechnungen, die an sich ja ganz verschiedene Verhältnisse darstellen, zu erklären. Daß Helmholtz den Unterschied zwischen objektiver und subjektiver Intensität nicht berücksichtigt, ist zweifellos inkorrekt; ein Vergleich meiner Fig. 1 und 2 zeigt, welch großen Einfluß diese Vernachlässigung haben kann. Jedenfalls vermögen meine Annahmen über die Dämpfung der Ohrresonatoren (ungefähr gleiche Abklingezeiten) nicht nur auf anderen Gebieten, auf welchen die Helmholtzschen Annahmen (ungefähr gleiche Dämpfung) versagen, befriedigende Erklärungen zu geben, sondern sie gestatten auch, die Helmholtzsche Theorie der Konsonanz und Dissonanz ohne unerlaubte Vernachlässigungen rechnerisch zu verifizieren.

1) Vgl. hierzu auch: Herrmann-Goldap, Ann. d. Phys. **23**, 979, 1907.

2) Helmholtz, l. c., S. 318.

Breslau, Physikalisches Institut, Juni 1909.

(Eingegangen 8. Juli 1909.)

Einige Bemerkungen über den Zusammenklang einer harmonischen Tonreihe.

Von K. v. Wesendonk.

Nach dem Vorgange von Helmholtz (Tonempf. 4. Ausg. 1877, S. 201) hat Verfasser einige Beobachtungen über den Klang zusammentönender, einfacher, eine harmonische Reihe bildender Töne angestellt und da solche Untersuchungen anscheinend sehr wenig angestellt sind, so seien einige kurze Mitteilungen darüber gestattet. Statt den von Helmholtz benutzten Stimmgabeln kamen hierbei die zur Vokalsynthese [1]) gebrauchten tönenden Flaschen zur Verwendung [2]). Die Versuche wurden hauptsächlich zur event. Gewinnung einiger Anhaltspunkte darüber unternommen, wieweit der betreffende Klang von der relativen Lage der Partialtöne [3]) zueinander abhängig ist und wieweit von der absoluten Höhe derselben. Diese Frage hat erheblich an Interesse gewonnen seit der Veröffentlichung einer Arbeit Meißners [4]) durch Herrn Wachsmuth und eine Publikation des

1) Diese Zeitschr. **10**, 313—316, 1909.

2) Hierbei fehlt nicht wie bei den Stimmgabeln das sausende Geräusch des anblasenden Luftstromes. Vgl. Helmholtz, l. c., S. 201.

3) Als erster Partialton oder Teilton wird dabei der Grundton angesehen.

4) Arch. f. d. gesamte Physiologie **116**, 543—599, 1907. Bonn, Verl. von Martin Hager.

Herrn Hermann Goldap[1]), wonach auch bei Musik- und besonders Blasinstrumenten der Klang durch ein Verstärkungs- oder Formantengebiet bestimmt wird, wie bei den Vokalen. Nach Helmholtz (l. c., S. 191) unterscheiden sich die Vokalklänge durch die Existenz eben der Formantengebiete von denen der meisten anderen musikalischen Instrumente, bei welchen die Stärke der Obertöne nur von deren Ordnungszahl abhänge. Daß indessen die absolute Tonhöhe dabei doch eine gewisse Rolle spielen muß, geht wohl aus der Bemerkung von Helmholtz (l. c., S. 187) hervor, wonach das Ohr für die Gegend um das fis (viergestrichenes fis) besonders empfindlich sei und Dissonanzen in dieser Gegend sich besonders bemerkbar machen (l. c., S. 298). Und ferner folgt dasselbe überhaupt aus dem, was über relative größere Tonstärken bei höheren Tönen bemerkt wird (l. c., S. 291). Fällt ein Oberton bei gleicher kinetischer Energie seiner Schwingungen in verschiedene Gebiete der Tonhöhe, so kommt er also in recht verschiedener Weise zur Empfindung, die von der Ordnungszahl der Obertöne nicht abhängig zu sein braucht. Es macht sich denn auch, wie Verfasser scheinen will, bei einem harmonischen Zusammenklange die Höhenlage desselben in bezug auf den Klangcharakter in recht deutlicher Weise bemerkbar, wobei übrigens nicht gesagt sein soll, daß die obenerwähnte größere Stärke der Empfindung bei gewissen hohen Tönen die gefundenen Unterschiede allein ausreichend erkläre. Es ist vielleicht am besten, die Ausführungen von Helmholtz (l. c., S. 192) im Vergleich mit den Beobachtungen Verfassers kurz zu besprechen.

1. Man wird zunächst durchaus der Angabe zustimmen, daß einfache Töne weich und angenehm klingen und in der Tiefe dumpf. Indessen findet Verfasser, daß Töne in der Gegend der viergestrichenen Oktave[2]) leicht einen scharfen oder spitzen Eindruck machen[3]).

2. Klänge, welche aus Grundton und den (nicht zu lauten[4])) vier oder fünf tiefsten Obertönen bestehen, sind reicher und kräftiger im Klang als einfache Töne, aber sehr wohllautend und weich. Nach Verfassers Befunde besonders in tieferen Lagen.

Sie entsprechen dann wohl dem, was man gemeinhin als einen schönen Orgelton bezeichnet. Der Klang ist aber, nach Verfassers Beobachtungen, doch in auffallender Weise von der Höhenlage des Grundtones abhängig. Man vergleiche z. B. die Klänge, gebildet aus dem Grundton B (großes b mit 115,22 Schwingungen in temperierter Stimmung) und den vier Obertönen $b f^1 b^1 (d^2)$[1]) mit den Klängen, die zusammengesetzt sind aus b (230,44 Schwingungen) mit b^1, f^2, b^2 und (d^3) oder e^1 (325,9 Schwingungen) mit e^2, h^2, e^3 (gis³). Wie voll und wohllautend ist der Eindruck des erstgenannten relativ tiefen Klanges[2]), während die beiden anderen entschieden mehr als leer, sagen wir „blechern", empfunden werden, ohne jedoch dabei dissonant zu sein. Schlägt man dieselben Töne am Klavier oder Harmonium zusammen an, so bemerkt man dann ganz ähnliche Klangdifferenzen, aber da man es hier nicht mit einfachen Tönen zu tun hat, so ist diese Beobachtung natürlich weit weniger beweisend. Geht man weiterhin von dem Grundtone b^1 (460,8 Schwingungen) aus, und läßt b^2, f^3, b^3 (d^4) hinzutönen, so gibt diese Zusammenstellung einfacher Töne einen schönen hohen Pfeifenton, ohne den ebenerwähnten metallischen Beigeschmack, aber auch ohne das Volle, Breite des tieferen Klanges. Es verdient also wohl hervorgehoben zu werden, daß die Höhenlage einer Kombination einfacher Töne einen eigentümlich ausgeprägten Einfluß auf den Klangcharakter ausübt, welcher vielleicht mehr zu betonen ist, als in Helmholtz' „Tonempfindungen" geschehen.

3. Den Satz: „Wenn nur die ungeradzahligen Obertöne da sind, so bekommt der Klang einen hohlen, bei einer größeren Zahl von Obertönen (mehr) näselnden Charakter", findet der Verfasser im wesentlichen durchaus bestätigt, aber auch hierbei zeigt sich ein Einfluß der Höhenlage, indem mit zunehmender Höhe der Klang schärfer wird, wiederum ohne dabei dissonant zu sein.

4. Wenn die höheren Obertöne jenseits des sechsten oder siebenten sehr deutlich sind, so wird (nach Helmholtz) der Klang scharf und rauh, weil die Teiltöne dann zum Teil im Intervall einander so nahe stehen, daß sie dissonieren. Es kann dann eintreten, daß die tiefen Partialtöne eine kontinuierliche, die höheren eine diskontinuierliche Empfindung erregen. Verfasser konnte sich nun leicht davon überzeugen, daß, wenn man bis zum neunten Teiltone geht, solche Verhältnisse in der Tat eintreten. Von B ausgehend z. B. ist (c^3) (10037 Schwingungen) der neunte Partialton, zu b als Grundton gehört dann aber c^4 (2074 Schwingungen). Der rauhe,

1) Ann. d. Phys. (4) **23**, 979—985, 1907.

2) Wieweit solch hohe Flaschentöne völlig einfach sind, wäre vielleicht erst noch zu untersuchen. Schneiden- bezw. Lamellentöne sind natürlich zu vermeiden. Einfache, genügend hohe Töne scheinen dann aber bei Differenzen der Schwingungszahlen viel größer als 132 noch deutlich als rauh empfundene Schwebungen zu geben.

3) Höhere Töne wurden nicht untersucht.

4) Die Stärke der einzelnen Töne wurde durch Abdrosseln des anblasenden Luftstromes reguliert bezw. reduziert.

1) Die Klammer bedeutet, daß nur ungefähr der betreffende Ton, etwa d^2 oder d^3 oder gis³, gemeint ist. Vielmehr gelten die Töne mit den Schwingungszahlen 576,1 1152, 1629,5 usw.

2) Nämlich B, b, f^1, b^1, (d^2) zusammentönend.

scharfe Charakter des Klanges tritt hier in beiden Fällen deutlich bemerkbar hervor, und zwar, wie man sofort sieht, unabhängig von der Höhenlage. Aber seine spezielle Nuance ist doch wieder merklich durch diese bedingt, was übrigens schon aus Helmholtz' obenerwähnten Bemerkungen hervorgeht (Tonempfind. S. 286 u. 289). Es muß aber andererseits ein etwa vorhandenes Verstärkungs-(Formanten-)Gebiet wohl eine recht verschiedene Wirkung auf die Klangfarbe haben, je nachdem in ihm dissonante Teiltöne liegen oder nicht. Wenn nach Hermann Goldap (l. c., S. 984) für die Trompete in *B* und die Töne von *b* bis zum b^1 der Formant die Gegend h^3 bis c^4 einnehmen soll, so müßte der Ton *b* auf genanntem Instrument erheblich rauher klingen als b^1. Will man die Besonderheiten in der Klangfarbe gleicher, aber auf verschiedene Weise hervorgerufener Töne erklären, so wird man jedenfalls auf die in dieser kurzen Notiz dargelegten Verhältnisse Rücksicht zu nehmen haben.

(Eingegangen 28. Juni 1909.)

16. HAUPTVERSAMMLUNG DER DEUTSCHEN BUNSEN-GESELLSCHAFT FÜR ANGEWANDTE PHYSIKALISCHE CHEMIE VOM 23.–26. MAI ZU AACHEN.

Die jetzigen Anschauungen über das Wesen des metallischen Zustandes.

Von Eduard Riecke.

Wenn ein Physiker in späterer Zeit die Geschichte der physikalischen Theorien schreiben wird, so wird er die Epoche in der wir gegenwärtig leben, als die Epoche der Elektronentheorie bezeichnen. Er wird vielleicht in stärkerem Maße als wir den Eindruck gewinnen, daß es in der Entwicklung der Wissenschaft immer wieder dieselben Vorstellungen sind, welche wechselnd sinken, wechselnd thronen. Er wird mit besonderem Interesse schildern, wie die Kontinuumstheorie Maxwells durch atomistische Vorstellungen verdrängt wurde. An dieser Wandlung hat die Elektrochemie ihren vollen Anteil; die Ionenlehre ist ganz von atomistischen Vorstellungen getragen. Man ließ aber diese Gebiete zunächst neben der Kontinuumstheorie bestehen, ohne sich um den Widerspruch zu kümmern, und erst die Elektronentheorie entschied den Sieg der atomistischen Vorstellungen. Die Hoffnung freilich, daß die Elektronentheorie in ihrem Schoße die Lösung aller Rätsel bergen werde, hat sich nicht erfüllt. So mannigfach die Einblicke sind, die wir in den wunderbaren Bau der Spektren gewonnen haben, den Schleier, welcher den Zusammenhang zwischen den Schwingungen und zwischen der elektrischen Konstitution der Atome verhüllt, hat auch die Elektronentheorie nicht gehoben. Auf der anderen Seite schließt sich an die Elektronentheorie eine Bewegung, welche das ganze Gebäude unserer Mechanik aus den Angeln zu heben, tief eingewurzelte Anschauungen umzustürzen droht. Damit, daß die Masse eine veränderliche, von der Geschwindigkeit abhängende Eigenschaft der Körper wird, kann man sich noch leicht abfinden; ganz unvereinbar aber mit den gewohnten Anschauungen ist der Satz, daß die Lichtgeschwindigkeit im leeren Raum eine obere Grenze bestimmt, welche von keiner Geschwindigkeit in der Welt übertroffen werden kann. Der Satz von dem Parallelogramm der Geschwindigkeiten verliert damit seine Geltung. Wenn von einem Radiumpräparat zwei Elektronen in entgegengesetzter Richtung mit Lichtgeschwindigkeit ausgeschleudert werden, so ist ihre relative Geschwindigkeit nicht gleich der doppelten, sondern wieder nur gleich der einfachen Lichtgeschwindigkeit. Die Mannigfaltigkeit der Geschwindigkeiten wird begrenzt durch eine Kugel, deren Halbmesser gleich der Lichtgeschwindigkeit ist. Den Punkten außerhalb der Kugel entsprechen keine physischen Geschwindigkeiten mehr; nur solange wir uns von der Oberfläche der Kugel in respektvoller Entfernung halten, können wir mit den landläufigen Begriffen der Mechanik operieren; in der Nähe der Oberfläche stellen sich neue und höchst fremdartige Beziehungen ein; selbst die Zeit verliert hier ihre Eindeutigkeit und Bestimmtheit. Die heutige kurze Stunde soll aber nicht diesem weiten Feld gewidmet sein, auf dem um die tiefsten Prinzipien unserer physikalischen Erkenntnis gekämpft wird; wir beschränken uns vielmehr auf ein Gebiet, das fern von jenen Grenzen liegt, an denen das ganze System unserer gewohnten Anschauungen sich zu lösen droht. Es soll sich bei unserer heutigen Betrachtung um die Elektronentheorie der Metalle handeln, um die Frage, inwieweit die Eigenschaften und die Gesetze des metallischen Zustandes aus den Eigenschaften der Elektronen sich erklären lassen.

Die Elektronentheorie der Metalle setzt voraus, daß ihr Inneres in gewissem Grade von Elektronen erfüllt ist. Es ist vielleicht nicht überflüssig, an einige Tatsachen zu erinnern, durch welche diese Annahme gestützt wird. Die Optik der dielektrischen Mittel, insbesondere



die Theorie der Dispersion und Absorption beruht auf der Annahme, daß die ponderabeln Atome Systeme von Elektronen enthalten, welche um bestimmte Gleichgewichtslagen mit bestimmten Perioden schwingen. Die Analogie, welche zwischen den optischen Eigenschaften der Metalle und der dielektrischen Mittel vor allem in dem Gebiet kleiner Wellenlängen besteht, führt zu der Annahme, daß auch im Innern der Metallatome derartige Elektronen vorhanden seien, die wir im folgenden als gebundene Elektronen bezeichnen werden. Wären im Innern eines Metalles nur gebundene Elektronen vorhanden, so könnten seine optischen Eigenschaften von denen eines dielektrischen Mittels nicht verschieden sein. Nun gibt es aber eine Erscheinung, welche es wahrscheinlich macht, daß außer den gebundenen Elektronen noch eine zweite Art von Elektronen im Innern eines Metalles vorhanden ist, die wir als freie Elektronen bezeichnen. Es handelt sich um die Entwicklung von Kathodenstrahlen aus der Oberfläche der Metalle durch Bestrahlung mit ultraviolettem Licht. Durch Absorption von Lichtstrahlen können Elektronen aus einem Metall gelöst werden, und es ist wahrscheinlich, daß die in den Kathodenstrahlen fortgeführten Elektronen nur einen Teil der überhaupt gelösten ausmachen, daß zahlreiche Elektronen im Innern des Metalles bleiben, und als freie Elektronen die Zwischenräume zwischen den Metallatomen füllen. Es liegt nahe, noch einen Schritt weiter zu gehen und anzunehmen, daß ganz unabhängig von äußeren Einwirkungen jederzeit gebundene und freie Elektronen nebeneinander existieren, daß zwischen den gebundenen und den freien ein bewegliches Gleichgewicht bestehe von derselben Art, wie zwischen einer Flüssigkeit und ihrem Dampf, oder zwischen einem festen Körper und einem durch Dissoziation daraus sich bildenden Gase. Die Einwirkung der Bestrahlung würde dann in erster Linie auf eine Verschiebung jenes Gleichgewichtes zurückzuführen sein.

Ehe wir weiter gehen, wollen Sie mir nun eine kleine historische Einschaltung gestatten. Im Jahre 1898 habe ich eine Theorie der galvanischen und thermischen Leitung, der thermoelektrischen Kräfte, der galvanomagnetischen und thermomagnetischen Erscheinungen der Metalle entwickelt auf Grund der Annahme, daß in ihrem Innern zwei verschiedene Arten frei beweglicher elektrischer Teilchen vorhanden seien, die einen mit negativer, die anderen mit positiver Ladung. Über die spezielle Natur dieser Teilchen hatte ich zunächst keine besondere Voraussetzung gemacht. Im Jahre 1900 hat Drude dieselben Vorstellungen auf die Theorie der optischen Erscheinungen der Metalle in Anwendung gebracht; er hat dann auch die zuerst von mir behandelten Gebiete in den Kreis seiner Betrachtung gezogen. Um die Differenzpunkte unserer Theorien darzulegen, müßte ich weiter ausholen, als die Kürze der Zeit gestattet; einzelnes wird im folgenden zur Sprache kommen. Vorerst liegt mir nur daran zu betonen, daß beide Theorien einen dualistischen Charakter besitzen, auf der Voraussetzung einer gleichzeitigen Existenz freier positiver und negativer Teilchen beruhen. Lorentz hat es zuerst gewagt, die dualistische Vorstellung durch eine unitarische zu ersetzen, in der nur die negativen Teilchen als frei beweglich betrachtet werden. Er hat diese negativen Teilchen mit den Elektronen identifiziert und ist so der Schöpfer einer reinen Elektronentheorie der Metalle geworden. Die Vereinfachung, welche die Theorie durch diese Annahme erfährt, ist eine überaus große; ich denke daher, Sie sind mit mir einverstanden, wenn ich dem folgenden die unitarische Vorstellung zugrunde lege, wenn ich mich auf Betrachtungen und Resultate beschränke, die dem Boden der reinen Elektronentheorie entstammen.

Ehe wir nun auf die Theorie im einzelnen eingehen, wird es zweckmäßig sein, über die Eigenschaften, die wir unseren Elektronen beilegen, ein paar Worte zu sagen. Die Elektronen besitzen in dem für uns in Betracht kommenden Bereiche von Geschwindigkeiten eine konstante Masse. Ihre elektrische Ladung ist gleich dem negativen Elementarquantum ε, also gleich $-4{,}69 \cdot 10^{-10}$ in elektrostatischen Einheiten. Das Verhältnis der Ladung zur Masse beträgt in denselben Einheiten $530 \cdot 10^{15}$. Die Masse eines Elektrons ergibt sich daraus zu $885 \cdot 10^{-30}$ g.

Die lebendige Kraft eines Elektrons hatte ich in meiner Theorie in erster Annäherung proportional mit der absoluten Temperatur genommen. Auf Grund des Boltzmannschen Satzes von der Verteilung der Energie hat Drude diese Annahme in sehr glücklicher Weise spezialisiert, indem er die Energie eines Elektrons gleich der Energie eines Gasmoleküls bei derselben Temperatur setzte. Bezeichnen wir also mit μ die Masse, mit $\mathfrak{g}$ die Geschwindigkeit eines Elektrons, mit h die Masse eines Wasserstoffmoleküls, mit R_h die Gaskonstante des Wasserstoffes, so soll die Beziehung erfüllt sein:

$$\tfrac{1}{2}\mu \mathfrak{g}^2 = \tfrac{3}{2} h R_h T.$$

Die universelle Konstante $\tfrac{3}{2} h R_h$ bezeichnen wir mit α; dann wird:

$$\alpha = \frac{3}{2} \cdot \frac{83 \cdot 10^6}{6{,}175 \cdot 10^{23}} = 2{,}019 \cdot 10^{-16}$$

und

$$\tfrac{1}{2}\mu \mathfrak{g}^2 = \alpha T = 2{,}019 \cdot 10^{-16}\, T.$$

Hiernach stellt α die lebendige Kraft eines

Elektrons bei der absoluten Temperatur 1 dar. Für die Geschwindigkeit eines Elektrons bei der Temperatur von 0^0 C ergibt sich aus der Formel ein Betrag von $1{,}259 \cdot 10^7$ cm/sec. Eine solche Geschwindigkeit erreicht ein Elektron, das von der Ruhe aus eine Potentialdifferenz von 0,045 Volt durchläuft. Erheblich größer ist die Geschwindigkeit, mit der lichtelektrische Elektronen ein ungeladenes Metallblech verlassen. Sie liegt, nach den Messungen von Lenard, zwischen $5 \cdot 10^7$ und $8 \cdot 10^7$ cm/sec, Geschwindigkeiten, welche einer Potentialdifferenz von 0,7 bis 1,8 Volt entsprechen.

Nach diesen Vorbereitungen nähern wir uns nun unserer eigentlichen Aufgabe und betrachten zunächst den Raum, in dem sich die Bewegung der Elektronen im Innern der Metalle abspielt. Der Einfachheit halber nehme ich alle Metalle als einatomig, ich verteile die Atome in dem ganzen, von dem Metall eingenommenen Raum in regelmäßiger Weise so, daß sie die Ecken eines Raumgitters einnehmen, das aus aneinandergefügten Würfeln gebildet ist. Verschiebt man dieses Raumgitter in der Richtung einer Würfeldiagonale, so kann man leicht erreichen, daß jedes Atom in den Mittelpunkt eines Würfels zu liegen kommt. Jedem einzelnen Atom ordnet sich dann ein dasselbe umschließender Würfel des Gitters zu, und wir bezeichnen diesen als den zugehörigen Atomwürfel. Das Volumen des Atomwürfels ergibt sich, wenn man das Volumen des Grammatoms durch die Zahl der in einem Grammatom enthaltenen wirklichen Atome dividiert; die Seite des Atomwürfels, ich bezeichne sie im folgenden mit $\mathfrak{a}$, ist gleich der dritten Wurzel aus dem Atomvolumen. Die Zahl der Atome in der Volumeinheit ist gleich der Einheit, dividiert durch das Atomvolumen:

$$\mathfrak{N} = \frac{1}{\mathfrak{a}^3}.$$

In der Tabelle 1 sind die Werte von $\mathfrak{N}$ und $\mathfrak{a}$ für einige Metalle zusammengestellt. Aus den Zahlen der Tabelle ergibt sich, daß die Atomdistanz der Metalle von derselben Größenordnung ist, wie der Durchmesser der Gasmoleküle.

Tabelle 1.

Metall	$\mathfrak{a} \cdot 10^8$ (cm)	$\mathfrak{N} \cdot 10^{-22}$
Al	2,53	6,15
Fe	2,26	8,62
Ni	2,21	9,26
Cu	2,28	8,45
Zn	2,46	6,70
Pd	2,44	6,84
Ag	2,55	6,01
Cd	2,77	4,72
Sn	2,98	3,79
Pt	2,45	6,78
Au	2,55	6,01
Pb	3,09	3,37
Bi	3,25	2,90

Wir fragen nun nach den Kräften, durch welche die Bewegung der Elektronen im Innern der Metalle beeinflußt wird. Das Metall sei im ganzen elektrisch neutral. Die Gesamtheit seiner Atome muß dann eine positive Ladung besitzen, deren Betrag gerade so groß ist, wie die negative Ladung aller freien und gebundenen Elektronen zusammengenommen. Jedes einzelne Metallatom ist also positiv elektrisch; es umschließt eine gewisse Zahl von gebundenen Elektronen und wirkt nach außen mit dem Überschuß seiner Ladung über die der gebundenen Elektronen. Die Metallatome üben daher auf die freien Elektronen anziehende Kräfte aus, die dem Quadrat des Abstandes umgekehrt proportional sind. Sobald aber ein Elektron in größere Nähe eines Metallatomes gelangt, machen sich die Wirkungen der einzelnen gebundenen Elektronen geltend, und es kommen zu jener ersten Kraft kompliziertere Wirkungen hinzu, die von höheren Potenzen des reziproken Abstandes abhängen. Wie dem auch sei, jedenfalls werden die Elektronen aus ihrer Bahn abgelenkt, so oft sie in die Nähe eines Metallatomes kommen; es ergibt sich daraus eine zickzackförmige Bewegung, welche das Elektron zwischen den Metallatomen hin- und herführt, eine Bewegung, ähnlich der eines Gasmoleküls in einem, von einem Gas erfüllten Raume. Diese Betrachtung nimmt keine Rücksicht auf die Kräfte, welche die Elektronen wechselseitig aufeinander ausüben. Die von mir der Theorie zugrunde gelegte Annahme, daß die Weglänge der Elektronen nur durch die Zusammenstöße mit den Metallatomen bedingt sei, empfiehlt sich nicht nur durch ihre Einfachheit. Wendet man die Sätze der Gastheorie auf die Bewegung der Elektronen in einem nur von ihnen erfüllten Raume an, so ergeben sich wegen des überaus kleinen Elektronendurchmessers Weglängen, die vielleicht millionenmal größer sind, als die Distanzen der Metallatome, vorausgesetzt, daß die Zahl der Elektronen im Kubikzentimeter von derselben Größenordnung ist, wie die der Metallatome. Dann aber ist klar, daß für die Weglänge der Elektronen nur die Zusammenstöße mit den Metallatomen maßgebend sein können.

Wir haben davon gesprochen, daß zwischen gebundenen und freien Elektronen ein bewegliches Gleichgewicht bestehe; diese Vorstellung begegnet zunächst einer gewissen mechanischen Schwierigkeit; so lange auf ein Elektron nur Kräfte wirken, die von der Entfernung abhängen, wird ein Elektron, das aus unendlicher Entfernung kommend einem Atom sich nähert, immer wieder im Unendlichen sich

verlieren, ein Elektron, das einmal eine geschlossene Bahn um ein Atom oder um einen innerhalb des Atoms gelegenen Punkt beschreibt, nie diese geschlossene Bahn verlassen. Übergang von einer Fernbewegung zu einer Molekularbewegung ist nur denkbar, wenn außer jenen konservativen Kräften noch andere vorhanden sind, welche eine unkompensierte Änderung der kinetischen Energie zur Folge haben. Nun wird ein Elektron, das einem Atom sich nähert, beschleunigt, diese Beschleunigung aber erzeugt Röntgenstrahlen, ebenso wie dies bei einer Vernichtung von Geschwindigkeit der Fall ist. Während seiner Bewegung wird das Elektron eine Quelle von strahlender Energie, und die Ausstrahlung kann nur auf Kosten seiner kinetischen Energie erfolgen. In der Tat ergibt die theoretische Untersuchung, daß die Strahlung eine verzögernde, dem zweiten Differentialquotienten der Geschwindigkeit nach der Zeit proportionale Kraft erzeugt. Die Ausstrahlung kann also den Übergang eines Elektrons von dem freien in den gebundenen Zustand bewirken; umgekehrt kann ein gebundenes Elektron durch Einstrahlung in ein freies verwandelt werden.

Die Ermittlung des Verhältnisses, in dem die Zahl der freien Elektronen zu der Zahl der gebundenen steht, wird auf dem zuvor angedeuteten Wege nicht möglich sein. Dagegen führt die Analogie mit dem Prozeß der Dissoziation zum Ziel. Wir bezeichnen die Zahl der freien Elektronen im Kubikzentimeter des Metalles mit N, die Gesamtzahl der Elektronen im Kubikzentimeter mit U, dann gibt die Gleichung der Reaktionsisochore:

$$\log \frac{U}{N} = \frac{Q}{RT}, \quad N = U e^{-Q/RT}.$$

Hier bezeichnet Q die Wärmemenge, die erforderlich ist, um ein Grammatom des Elektrons, d. h. eine Menge von Elektronen, deren gesamte Masse gleich dem Atomgewicht des Elektrons ist, aus dem gebundenen in den freien Zustand überzuführen. Die Konstante R hat für Zentimeter und Sekunden als Einheiten den bekannten Wert 83000000; T ist die absolute Temperatur. Für $T=0$ wird die Dichte der freien Elektronen gleich Null, für $T=\infty$ erreicht sie den maximalen Betrag U. Der Verlauf der Funktion N ist ein solcher, daß sie von $T=1$ bis $T=0$ sehr schnell bis auf Null abnimmt. Königsberger hat das Verdienst, diese Betrachtungsweise in die Theorie der metallischen Leitung eingeführt zu haben.

Nach diesem Überblick über die allgemeinen Grundlagen der Theorie wenden wir uns nun zu der Frage, was sie zur Aufklärung der verschiedenen Eigenschaften der Metalle zu leisten vermag. Der historischen Entwicklung folgend beginnen wir mit dem Problem der Elektrizitätsleitung, das zuerst von Wilhelm Weber in Angriff genommen worden war. Gleichungen, welche durch alle folgenden Untersuchungen im wesentlichen als richtig erwiesen wurden, habe ich im Jahre 1898 für die Elektrizitätsleitung entwickelt. Die Wirkung eines elektrischen Feldes auf die Bewegung der Elektronen besteht darin, daß die aus einem Volumelement ausstrahlenden Elektronen aus ihren geraden Bahnen in Parabeln abgelenkt werden. Diese Ablenkung bedingt eine allen Elektronen gemeinsame Verschiebung im Sinne der elektrischen Kraft. Während ohne elektrisches Feld durch jeden Querschnitt des Leiters ebensoviel Elektronen in der einen, wie in der entgegengesetzten Richtung hindurchgehen, überwiegt im Felde die Zahl der in der Richtung der Kraftlinien durchgehenden. Man erhält also einen galvanischen Strom in der Richtung der Kraft.

Der Strom ist jedenfalls proportional der Dichte der Elektronen, proportional ihrer Weglänge und ihrer molekularen Geschwindigkeit, außerdem proportional jener gemeinsamen Verschiebung der Elektronen. Diese aber ist, wie sich aus den Gesetzen der Wurfbewegung ergibt, proportional der elektrischen Kraft und umgekehrt proportional der lebendigen Kraft der molekularen Bewegung. Die genauere Durchführung der Rechnung führt zu dem folgenden Resultat: γ sei die Leitfähigkeit eines Würfels von 1 cm Kantenlänge in elektromagnetischem Maße, N die Dichte der freien Elektronen, L ihre Weglänge, $\mathfrak{g}$ ihre molekulare Geschwindigkeit, c die Lichtgeschwindigkeit, ε das Elementarquantum, αT die lebendige Kraft der molekularen Bewegung; dann ist:

$$\gamma = \frac{1}{3} \frac{\varepsilon^2}{c^2} \frac{NL\mathfrak{g}}{\alpha T}.$$

Wir benutzen die Gleichung zur Berechnung des Produktes NL und erhalten:

$$NL = 3 \frac{c^2}{\varepsilon^2} \frac{\alpha T}{\mathfrak{g}} \cdot \gamma.$$

Setzt man auf der rechten Seite dieser Gleichung die aus dem früheren folgenden numerischen Werte ein, so ergibt sich:

$$NL = 3{,}252 \cdot 10^{18} \cdot \gamma \sqrt{T}.$$

Mit Benutzung der von Jäger und Diesselhorst für die Leitfähigkeit γ gefundenen Zahlen ergeben sich die in der Tabelle 2 zusammengestellten Werte des Produktes NL für die Temperaturen von 18 und 100° C.

Die Tabelle zeigt eine starke Abnahme des Produktes NL mit der Temperatur. Nun ist NL proportional mit $\gamma\sqrt{T}$; die Abnahme des Produktes entspricht also der Tatsache, daß die Leitfähigkeit der Metalle mit

Tabelle 2.

Metall	$t = 18^0$ C		$t = 100^0$ C.	
	$\gamma \cdot 10^4$	$NL \cdot 10^{-16}$	$\gamma \cdot 10^4$	$NL \cdot 10^{-16}$
Al	3,16	1,752	2,43	1,527
Fe III	0,717	0,399	0,532	0,333
Ni	0,850	0,471	0,637	0,399
Cu III	5,72	3,174	4,35	2,733
Zn	1,65	0,915	1,26	0,792
Pd	0,933	0,516	0,728	0,456
Ag	6,14	3,405	4,70	2,952
Cd	1,31	0,726	0,99	0,621
Sn	0,828	0,459	0,612	0,384
Pt	0,924	0,513	0,714	0,447
Au	2,47	1,371	2,13	1,338
Pb	0,484	0,267	0,365	0,228
Bi	0,084	0,046	0,062	0,039

wachsender Temperatur in stärkerem Maße abnimmt, als der Wurzel aus der reziproken Temperatur entsprechen würde. Näherungsweise kann man annehmen, daß die Leitfähigkeit der absoluten Temperatur selbst umgekehrt proportional sei. Das Produkt NL muß dann der Wurzel aus der absoluten Temperatur umgekehrt proportional sein, und das stimmt im allgemeinen mit den Zahlen der Tabelle. Es fragt sich, woher jene Abnahme stammt. Die Annahme, daß die Elektronendichte N in dem Temperaturintervall von 18 bis 100^0 C abnehme, ist mit unseren Grundannahmen unvereinbar; vielmehr muß die Elektronendichte zunehmen, allerdings ohne Zweifel nur um einen sehr kleinen Beitrag.

Es bleibt also nur die Annahme übrig, daß die Weglänge L der Wurzel aus der absoluten Temperatur umgekehrt proportional sei[1]). Die Weglänge wird aber bestimmt durch die Atomdistanz $\mathfrak{a}$ und den Atomhalbmesser ϱ nach der Formel:

$$L = \frac{\mathfrak{a}^3}{\pi \varrho^2}.$$

Die Änderung von $\mathfrak{a}$ wird durch den Ausdehnungskoeffizienten des Metalles bestimmt; sie ist in dem Intervall von 18 bis 100^0 C kaum merklich. Es muß also ϱ^2 von der Temperatur abhängen, und zwar so, daß es in erster Annäherung der Wurzel aus der absoluten Temperatur proportional ist. Eine Berechnung der den verschiedenen Temperaturen entsprechenden Werte von ϱ^2 ist möglich, wenn der Wert für irgendeine Temperatur gegeben ist. Mit Bezug hierauf wollen wir nun die folgende Annahme machen. Die kugelförmig gedachten Atome des Metalles sollen sich bei der Schmelztemperatur unmittelbar berühren. Die Schmelztemperatur in Celsiusgraden wollen wir mit s, in der absoluten Skala mit T_s bezeichnen; der lineare Wärmeausdehnungskoeffizient sei β, die Atomdistanz bei der Schmelztemperatur $\mathfrak{a}_s$, der Atomhalbmesser ϱ_s; man erhält dann die Formeln:

$$\varrho_s = \frac{1}{2}\mathfrak{a}_s = \frac{1}{2}\mathfrak{a}(1 + \beta s)$$

und

$$\varrho^2 = \varrho_s^2 \sqrt{\frac{T}{T_s}}.$$

Setzen wir diese Werte in der allgemeinen, zu der Berechnung von L dienenden Formel ein, so ergibt sich:

$$L = \frac{4\mathfrak{a}}{\pi(1 + \beta s)^2}\sqrt{\frac{T_s}{T}}.$$

Die Werte von $\mathfrak{a}$ entnehmen wir der Tabelle 1; haben wir die Werte von L berechnet, so ergeben sich aus den Zahlen der Tabelle 2 die Elektronendichten N. Die so für die Zahl der freien Elektronen im Kubikzentimeter gefundenen Werte sind in Tabelle 3 für die Temperaturen von 18 bis 100^0 C zusammengestellt. Die letzte Spalte gibt das Verhältnis zwischen der Dichte der freien Elektronen und der Dichte der Metallatome, sie gibt also an, wieviel freie Elektronen auf ein Metallatom kommen.

Tabelle 3.

Metall	$N \cdot 10^{-22}$ bei		$p = \frac{N}{\mathfrak{N}}$
	18^0 C	100^0 C	
Al	31,5	30,9	5,1
Fe III	6,0	5,7	0,7
Ni	7,2	6,9	0,8
Cu III	52,5	51,3	6,2
Zn	19,8	19,2	2,9
Pd	6,9	6,9	1,0
Ag	53,4	52,5	8,9
Cd	15,0	14,4	2,2
Sn	10,8	10,2	2,8
Pt	6,6	6,3	1,0
Au	20,4	20,1	3,4
Pb	4,8	4,5	1,4
Bi	0,8	0,8	0,3

Auf Grund der von uns gemachten Annahmen wird der Atomhalbmesser ohne Zweifel zu groß, die Weglänge somit zu klein gefunden.

1) Eine Bestätigung für die Annahme, daß die Weglänge L der Wurzel aus der absoluten Temperatur umgekehrt proportional sei, ergibt sich aus den Berechnungen, die ich in meiner ersten Arbeit vom Jahre 1898 angestellt habe. Ich habe dort die Weglänge innerhalb der Temperaturgrenzen von 18 bis 100^0 C durch die Interpolationsformel dargestellt:

$$L = L_0(1 - \beta t) = \frac{L_0}{1 + \beta t}.$$

Für β ergab sich im Mittel bei reinen Metallen, d. h. mit Ausschluß der Legierungen, der Wert 0,00177; man kann also schreiben:

$$L = \frac{L_0}{1 + 0{,}00177\, t} = \frac{L_0}{\sqrt{1 + 0{,}00354\, t}}.$$

Setzt man an Stelle von 0,00354 den nur wenig abweichenden Wert 0,00367, so erhält man in Übereinstimmung mit der gemachten Annahme:

$$L = L_0 \sqrt{\frac{T_0}{T}}.$$

Die in der Tabelle enthaltenen Werte der Elektronendichten sind daher im wesentlichen als obere Grenzen zu betrachten, unter denen die wirklichen Werte mehr oder weniger zurückbleiben können. Die Metalle sind nach dem Atomgewicht geordnet; der Verlauf der Zahlen hat einen ausgesprochen periodischen Charakter. Die Werte von N bei 100^0 C sind noch immer um ein paar Prozent kleiner als bei 18^0 C; die Annahme, die wir über die Abhängigkeit der Weglänge von der Temperatur gemacht haben, ist also nicht ganz zutreffend.

Eine zweite Eigenschaft der Metalle, die wir vom Standpunkt der Elektronentheorie behandeln können, ist die Wärmeleitung. Bei den Isolatoren kann man annehmen, daß die Wärmeleitung auf einer Art innerer Strahlung der Atome beruhe. Bei den Metallen machen wir die Annahme, daß innere Strahlung nur einen verschwindenden Anteil an der Wärmeleitung habe, daß vielmehr der Transport der Wärme so gut wie ganz durch die frei beweglichen Elektronen besorgt werde. Betrachten wir zwei einander benachbarte Stellen des Metalles, die eine etwas verschiedene Temperatur besitzen; die auf der höheren Temperatur befindliche nenne ich A, die auf niedrigerer Temperatur befindliche B. Die von A ausgehenden Elektronen haben dann eine größere lebendige Kraft und Geschwindigkeit als die von B herrührenden. Der Vorgang der Wärmeleitung beruht nun auf der Diffusion der schneller bewegten Elektronen von A nach B, der langsamer bewegten von B nach A, und auf dem damit verbundenen Transport von kinetischer Energie. Der Wärmefluß im Innern des Metalles wird daher proportional sein der Elektronendichte, proportional der Weglänge und der molekularen Geschwindigkeit der Elektronen, außerdem proportional dem Gefälle der kinetischen Energie. Der Koeffizient der Wärmeleitung wird proportional dem Produkt:

$$NL\mathfrak{g}\alpha,$$

wo die Buchstaben dieselbe Bedeutung haben, wie in dem Ausdruck für die elektrische Leitfähigkeit.

An die vorhergehenden Resultate schließt sich nun eines der interessantesten Ergebnisse der Elektronentheorie. Die Vergleichung der Ausdrücke, welche die Theorie für die Leitvermögen für Wärme und Elektrizität liefert, ergibt das Gesetz von Wiedemann und Franz. Die von mir entwickelte Theorie hatte zu dem Satze geführt, daß das Verhältnis der Leitfähigkeiten für Wärme und für Elektrizität der absoluten Temperatur nahezu proportional ist; der Proportionalitätsfaktor war aber noch abhängig von der Natur des Metalles. Aus der Theorie von Drude folgte, daß der Proportionalitätsfaktor für alle Metalle derselbe ist, in Übereinstimmung mit dem Satze von Wiedemann und Franz. Die Prüfung für die Richtigkeit der elektromagnetischen Formeln fällt hiernach zusammen mit der Prüfung jenes Gesetzes. Es sei nun k das Wärmeleitvermögen in Grammkalorien pro Quadratzentimeter und Sekunden, $\mathfrak{A}k$ das Wärmeleitvermögen in mechanischem Maße, $c^2\gamma$ das elektrische Leitvermögen in elektrostatischem Maße. Wir können dann den Quotienten $\mathfrak{A}k/c^2\gamma$ einerseits auf Grund der Theorie, andererseits aus den beobachteten Werten von k und $\mathfrak{g}$ berechnen. Der Grad der Übereinstimmung zwischen den beobachteten und den berechneten Werten gibt dann den Maßstab für die Brauchbarkeit der Theorie. Bei der Berechnung kommen kleine Verschiedenheiten zwischen den von mir, Drude und Lorentz entwickelten Theorien in Betracht. Die numerischen Faktoren stimmen nicht überein, und so ergeben sich für das Verhältnis der beiden Leitfähigkeiten drei verschiedene Formeln, die wir zusammenstellen:

	Riecke	Drude	Lorentz
$\frac{\mathfrak{A}k}{c^2\gamma}\cdot 10^{10} =$	$0{,}00276\cdot T$	$0{,}00245\cdot T$	$0{,}00163\cdot T$.

Zu der Berechnung des Verhältnisses auf Grund empirischer Daten benutzen wir die Beobachtungen von Jäger und Diesselhorst. Die Werte, welche sich daraus für das Verhältnis $\mathfrak{A}k/c^2\gamma T$ ergeben, sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

Tabelle 4.

$$\frac{1}{T}\frac{\mathfrak{A}k}{c^2\gamma}\cdot 10^{10}.$$

Metall	$T=291$	$T=373$	A
Al	0,00243	0,00251	0,00180
Fe III	320	332	276
Ni	267	270	256
Cu III	256	259	244
Zn	256	258	249
Pd	288	303	234
Ag	261	262	258
Cd	269	269	269
Sn	280	274	302
Pt	287	301	238
Au	277	275	284
Pb	273	277	250
Bi	367	320	540
Mittelwert	0,00280	0,00281	0,00275

Das Mittel aus allen für die Temperatur von 18^0 C geltenden Werten ist:

$$\frac{1}{T}\cdot\frac{\mathfrak{A}k}{c^2\gamma}\cdot 10^{10}=0{,}00280;$$

das Mittel aus allen Werten bei 100^0 C:

$$\frac{1}{T}\cdot\frac{\mathfrak{A}k}{c^2\gamma}\cdot 10^{10}=0{,}00281.$$

Die beiden Mittelwerte stimmen vorzüglich überein, aber sie stimmen mit keinem der auf

theoretischem Wege berechneten Faktoren. Am nächsten kommt dem empirischen Werte der aus meiner Theorie folgende, die größte Abweichung zeigt der Wert von Lorentz.

Die bei einem und demselben Metall bei den Temperaturen von 18 und 100° C gefundenen Werte zeigen große Verschiedenheiten; diese habe ich im Jahre 1898 durch die Veränderlichkeit der Elektronendichte mit der Temperatur zu erklären versucht. Dieselbe Annahme hat dann auch Drude im Jahre 1900 gemacht. Das völlig verschiedene Aussehen unserer Formeln mußte jeden Leser unserer Arbeiten stutzig machen, und doch ist es nicht schwer, die Beziehung zwischen denselben herzustellen. Beide ruhen zunächst auf der dualistischen Vorstellung; es ist aber leicht, sie in solche umzuwandeln, bei denen nur die frei beweglichen Elektronen in Betracht kommen. Die allgemeine Formel, durch welche ich die Wärmeleitfähigkeit dargestellt habe, wandelt sich dann um in:

$$\mathfrak{A}k = \frac{1}{2} NL\, \mathfrak{g}\, \alpha \left(1 + \frac{2}{3}\delta T\right).$$

δ bezeichnet hier den Temperaturkoeffizienten der Teilchendichte. Die Formel von Drude gibt den von der Temperatur unabhängigen Ausdruck:

$$\mathfrak{A}k = \frac{1}{3} NL\, \mathfrak{g}\, \alpha.$$

Die Formel von Drude bezieht sich aber auf einen ganz anderen Fall von Wärmeleitung, als die meinige. Im allgemeinen ist jeder Wärmestrom begleitet von einem galvanischen Strom. Bei einem isolierten Leiter wird jedoch der galvanische Strom unterdrückt durch die Gegenwirkung einer elektrostatischen Oberflächenladung. Auf diese Wärmeleitung ohne galvanische Strömung bezieht sich die Formel von Drude, auf die Wärmeleitung mit galvanischer Strömung bezieht sich meine Formel. Wendet man die Theorie von Drude auf den letzteren Fall an, so ergibt sich eine Formel, die mit der meinigen bis auf die numerischen Koeffizienten übereinstimmt. Ich halte mich im folgenden an die Formeln meiner Theorie, da sie mit der Erfahrung besser stimmen. Die elektrische Leitfähigkeit ist danach gegeben durch den Ausdruck:

$$c^2\gamma = \frac{1}{3}\varepsilon^2 \frac{NL}{\alpha T}\mathfrak{g}.$$

Somit ergibt sich jetzt für das Verhältnis der beiden Leitfähigkeiten[1]):

$$\frac{\mathfrak{A}k}{c^2\gamma} = \frac{3}{2}\frac{\alpha^2}{\varepsilon^2}\, T\left(1 + \frac{2}{3}\delta T\right).$$

Setzen wir den universellen Faktor:

$$\frac{3}{2}\frac{\alpha^2}{\varepsilon^2} = A \cdot 10^{-10},$$

so ergibt sich die Formel:

$$\frac{1}{T}\frac{\mathfrak{A}k}{c^2\gamma}\cdot 10^{10} = A\left(1 + \frac{2}{3}\delta T\right).$$

Aus den Beobachtungen von Jäger und Diesselhorst kann man nun die beiden Konstanten A und δ berechnen. Für die Konstante δ habe ich das schon in meiner ersten Arbeit getan; eine ausführlichere Berechnung auf Grund der Beobachtungen von Jäger und Diesselhorst habe ich dann im Jahre 1900 ausgeführt. Die dabei erhaltenen Werte von A sind in der letzten Spalte der Tabelle 4 zusammengestellt.

Der Mittelwert von A ist 0,00275 in vollkommener Übereinstimmung mit meiner Theorie. Die Einzelwerte für die verschiedenen Metalle zeigen allerdings zum Teil beträchtliche Abweichungen vom Mittel; die Abweichungen sind größer, als bei den Werten, die wir früher, ohne Rücksicht auf die Veränderlichkeit der Elektronendichte, gefunden hatten. Durch die Berücksichtigung dieses Umstandes haben wir gewonnen, daß für jedes Metall nur noch ein Wert A in Betracht kommt; die Übereinstimmung der für verschiedene Metalle geltenden Werte von $\frac{1}{T}\frac{\mathfrak{A}k}{c_2\gamma}$ ist aber nicht besser, sondern schlechter geworden.

Auf einem anderen Wege hat Königsberger die Abweichungen von dem Gesetz von Wiedemann und Franz zu erklären gesucht. Er geht davon aus, daß die Wärmeleitung bei den Metallen nicht bloß durch die Elektronenbewegung vermittelt werde, sondern daß unabhängig davon noch die innere Wärmestrahlung wirksam sei. Das Wiedemann-Franzsche Gesetz würde für den durch Elektronenbewegung bedingten Teil der Wärmeleitung streng gelten, aber nicht für den von der Strahlung abhängenden. Diese Auffassung macht den Wert der Elektronentheorie zu einem sehr problematischen; denn, um die Abweichungen von dem Wiedemann-Franzschen Gesetz zu beseitigen, muß man annehmen, daß unter Umständen ein sehr großer Teil der Wärmeleitung auf Rechnung der inneren Strahlung komme.

1) Ich benutze die Gelegenheit, um einen Fehler, der sich in meinem Referat über die Elektronentheorie des Galvanismus und der Wärme (Jahrbuch der Radioaktivität und der Elektronik **3**, 32, 1906) findet, zu berichtigen. Die Formel für das Verhältnis der beiden Leitfähigkeiten lautet dort:

$$\frac{\mathfrak{A}k}{c^2\gamma} = \frac{3}{2}\frac{\alpha^2}{\varepsilon^2}\left(1 + \frac{2}{3}\delta T\right) \Big/ (1 + \delta T).$$

Die richtigen, mit den im Text benutzten übereinstimmenden Formeln stehen, mit etwas anderer Bezeichnung, in meinen Arbeiten vom Jahre 1898 und 1900 (Ann. d. Phys. **66**, 379, Formel 4; vierte Folge, **2**, 838, Formel g). Der Fehler in dem Jahrbuch ist auf eine doppelte Weise entstanden; einmal habe ich vergessen, einen Faktor $1 + \delta t$ im Nenner wegzustreichen, der sich gegen einen ebensolchen im Zähler hebt; sodann ist bei dem Druck t in T verwandelt worden.

Aus der von Schuster entwickelten Theorie der inneren Strahlung aber folgt bei Benutzung der gewöhnlichen Werte von Emission und Absorption, daß ihr Anteil an der Wärmeleitung bei den Metallen ein verschwindend kleiner ist[1]). In jedem Falle bringt die Annahme von Königsberger in die Theorie ein fremdes und wesentlich empirisches Element hinein; denn es fehlt zurzeit noch an einer Molekulartheorie der Wärmeleitung der Isolatoren.

Ehe wir die auf Wärme- und Elektrizitätsleitung bezüglichen Betrachtungen verlassen, darf ich der Vollständigkeit halber noch ein Wort über Mischkristalle sagen. Die bei ihnen beobachtete Erniedrigung des Leitvermögens kann kaum anders, als durch eine Bindung vorher freier Elektronen erklärt werden. Ob dabei eine veränderte Anordnung der gebundenen Elektronen eine Rolle spielt, ob man mit Vorgängen zu tun hat, analog der Dissoziation zweier Elektrolyte mit einem gemeinsamen Ion, darüber wage ich nicht etwas zu sagen.

Ein drittes Gebiet, auf welchem die Elektronentheorie ihre Kraft zu erproben hat, ist das Gebiet der Thermoelektrizität. Die Theorie ist von mir und von Drude auf Grund der dualistischen Anschauung entwickelt worden. Dabei ergibt sich in einem geschlossenen thermoelektrischen Kreis eine doppelte Ursache für die thermoelektrischen Wirkungen; einmal die Mitführung der Elektrizität durch den Wärmestrom, und dann die Vorgänge an der Grenze zweier Metalle. Auf unitarischer Grundlage hat Lorentz die Theorie der Thermoelektrizität behandelt. Bemerkenswert ist, daß die von der Mitführung herrührenden thermoelektrischen Kräfte erster Ordnung auch in einem geschlossenen Kreise verschwinden, sobald nur eine Art beweglicher Teilchen in Betracht kommt. Beschränken wir uns also auf die von der ersten Potenz der Temperatur abhängenden Glieder, so haben wir nur mit den Vorgängen an der Grenze zweier Metalle zu tun. Diese aber sind von ähnlicher Art, wie die Vorgänge an den Grenzflächen einer Konzentrationskette. Die Analogie kommt auch in der Formel zum Ausdruck, durch welche Lorentz die thermoelektrische Kraft einer aus zwei Metallen zusammengesetzten Kette dargestellt hat. Befindet sich die eine Lötstelle auf der Temperatur T, die andere auf der Temperatur T', so ist die thermoelektrische Kraft gegeben durch:

$$\varepsilon = \frac{2}{3} \frac{ca}{\varepsilon} \log \frac{N_A}{N_B} \cdot (T' - T).$$

Hier sind N_A und N_B die Elektronendichten der beiden Metalle. Mit Hilfe dieser Formel lassen sich aus den bekannten thermoelektrischen Kräften der verschiedenen Metalle gegen Blei die Verhältnisse N/N_{Pb} berechnen. Hier bezeichnet N wie früher die Elektronendichte des betreffenden Metalles, N_{Pb} die des Bleies. Die Resultate der Rechnung sind in Tabelle 5 zusammengestellt.

Tabelle 5.

Metall	$\frac{2}{3} \frac{ac}{\varepsilon} \lg \frac{N}{N_{Pb}}$	N/N_{Pb}	N/N_{Pb} nach Tabelle 3
Al	− 77	0,991	6,6
Fe	+1700	1,218	1,2
Ni	−2200	0,774	1,5
Cu	+ 136	1,016	10,9
Zn	+ 234	1,028	4,1
Pd	− 625	0,930	1,4
Ag	+ 214	1,025	11,1
Cd	+ 266	1,031	3,1
Sn	− 43	0,995	2,2
Pt	− 61	0,993	1,4
Au	+ 283	1,033	4,2
Pb	0	1	1
Bi	−5500	0,528	0,2

In der Tabelle fallen die sehr kleinen Unterschiede auf, welche danach zwischen den Elektronendichten der verschiedenen Metalle existieren würden. Das steht in Widerspruch mit den aus der Leitfähigkeit berechneten Elektronendichten. Die aus der Tabelle 3 sich ergebenden Werte des Verhältnisses N/N_{Pb} sind in der letzten Spalte hinzugefügt.

Wenn die Elektronentheorie von den Gesetzen der thermoelektrischen Kräfte Rechenschaft zu geben vermag, so wird man von vornherein erwarten, daß dies auch bei den von Peltier und Kelvin entdeckten Wärmewirkungen der Fall sei. Näher möchte ich auf diese Dinge nicht eingehen; die Gesetze selber sind zum Teil noch strittig, und für unsere Erkenntnis des metallischen Zustandes würden die Betrachtungen nichts Neues ergeben.

Wir wenden uns zu einer Betrachtung über die Atomwärme der Metalle. Vom Standpunkt der Elektronentheorie aus zerfällt die einem Metall zugeführte Wärme in zwei Teile; der eine vermehrt die Energie der Metallatome, der andere die Energie der Elektronen. Das Elektron betrachten wir als ein punktförmiges Gebilde, dessen Zustand vollkommen bestimmt ist, wenn seine drei Koordinaten in einem mit dem Metall verbundenen Koordinatensystem gegeben sind, als ein Gebilde, welches drei Grade der Freiheit besitzt. Zerlegen wir die Geschwindigkeit des Elektrons nach den drei Koordinatenachsen, so muß die mittlere lebendige Kraft der Komponenten die gleiche sein.

1) Die Bemerkung des Textes wird bestätigt durch die Resultate einer theoretischen Untersuchung, welche Herr Reinganum auf der Grundlage der Maxwellschen Gleichungen ausgeführt hat. Herr Reinganum bemerkt am Schluß seiner Arbeit (diese Zeitschr. 10, 359): „Es ergibt sich also, daß die innere Strahlung bei weitem nicht den beobachteten Wert der Wärmeleitung erklären kann, und auch als Korrektionsgröße (für elektronentheoretische Berechnungen) nicht in Betracht kommt.“

Auf jeden der drei Freiheitsgrade des Elektrons kommt somit die mittlere Energie $\frac{1}{3}\alpha T$. Das Metallatom sei ein Gebilde von m Graden der Freiheit; nach einem bekannten Satz von Boltzmann entspricht dann im Falle des Wärmegleichgewichtes jedem Freiheitsgrad dieselbe mittlere Energie, die einem der Freiheitsgrade des Elektrons zugehört. Die ganze Energie des Metallatoms ist also gleich $\frac{1}{3} m \alpha T$. Hiernach ist es nun leicht, den gesamten Wärmeinhalt eines Grammatoms bei der absoluten Temperatur T zu berechnen. Es sei $\mathfrak{N}$ die Zahl der wirklichen Atome in einem Grammatom, p die Anzahl der Elektronen, die auf ein Metallatom kommen; verstehen wir unter $\mathfrak{A}$ das mechanische Äquivalent der Wärme, so wird dann der Wärmeinhalt des Grammatoms:

$$\frac{1}{\mathfrak{A}} \mathfrak{N} (m + 3p) \cdot \frac{1}{3} \alpha T.$$

Somit ist die Atomwärme:

$$W_A = \frac{1}{3} \frac{\alpha \mathfrak{N}}{\mathfrak{A}} (m + 3p) = 0{,}989 \cdot (m + 3p).$$

Auf der anderen Seite ist die Atomwärme gleich dem Produkt aus der spezifischen Wärme c und aus dem Atomgewicht a des Metalles. Setzt man die beiden Ausdrücke gleich, so ergibt sich:

$$m + 3p = \frac{ca}{0{,}989},$$

eine Gleichung, aus der man zunächst den Wert von $m + 3p$ berechnen kann. Wäre die Anzahl der Freiheitsgrade eines Metallatoms bekannt, so wäre damit auch p, die Zahl der auf ein Metallatom kommenden freien Elektronen, gegeben. Nun ist bei den Atomen einiger Metalldämpfe $m = 3$; wir nehmen an, daß die Atome eines Metalles auch im festen Zustand sich wie Gebilde von drei Freiheitsgraden verhalten. Unter dieser Voraussetzung ergeben sich dann die in der vierten Spalte der Tabelle 6 zusammengestellten Werte von p; zum Vergleich sind in der fünften Spalte die Werte von p aus der Tabelle 3 wiederholt.

Tabelle 6.

Metall	Atomwärme	$m + 3p$	p	p nach Tab. 3
Al	5,80	5,86	0,93	5,1
Fe	6,37	6,44	1,15	0,7
Ni	6,38	6,45	1,15	0,8
Cu	5,89	5,95	0,98	6,2
Zn	6,25	6,31	1,10	2,9
Pd	6,28	6,35	1,12	1,0
Ag	6,15	6,22	1,07	8,9
Cd	6,36	6,13	1,14	2,2
Sn	6,64	6,71	1,24	2,8
Pt	6,32	6,39	1,13	1,0
Au	5,92	5,98	0,99	3,5
Pb	6,49	6,56	1,19	1,4
Bi	6,29	6,36	1,12	0,3

Wir haben bei der vorhergehenden Rechnung von dem Boltzmannschen Verteilungssatz Gebrauch gemacht. Trotzdem stehen unsere Betrachtungen mit diesem Satz in einem gewissen Widerspruch. Die Zahl der Freiheitsgrade eines Metallatoms ist sicher größer als 3; wir brauchen, um uns davon zu überzeugen, nur an das komplizierte Spektrum des Quecksilbers zu denken. Die Atomwärme des Quecksilberdampfes verhält sich aber doch tatsächlich so, wie die eines Gebildes von drei Graden der Freiheit. Der Boltzmannsche Satz ruht auf der Voraussetzung, daß das betrachtete System mit der Zeit von selber alle Zustände durchlaufe, die mit der Erhaltung der Energie verträglich sind. Der Widerspruch könnte vielleicht dadurch sich lösen, daß jene Voraussetzung bei den gebundenen Elektronen nicht erfüllt ist.

Bei den vorhergehenden Rechnungen haben wir die potentielle Energie der Atome nicht berücksichtigt. Das ist natürlich unzulässig, wenn die Atome nach ihren Gleichgewichtslagen mit einer Kraft zurückgezogen werden, welche dem Abstande von der Ruhelage proportional ist. Das Gesetz der Anziehung müßte ein anderes sein. Es ist mit Bezug hierauf nicht ohne Interesse, daß bei einer der dritten Potenz der Entfernung proportionalen Anziehung die mittlere potentielle Energie nur 33 Proz. der Gesamtenergie ausmacht; ist die Anziehung der fünften Potenz der Entfernung proportional, so reduziert sich die mittlere potentielle Energie auf 22 Proz. der Gesamtenergie.

Auf Grund der vorhergehenden Betrachtungen können wir noch eine Frage lösen, die vielleicht ein gewisses chemisches Interesse besitzt, die Frage nach dem Halbmesser der als kugelförmig gedachten Metallatome. Bezeichnen wir, wie früher, mit $\mathfrak{a}$ die Atomdistanz, so ist die Zahl der Elektronen im Kubikzentimeter:

$$N = p / \mathfrak{a}^3.$$

Nun sind in der Tabelle 2 die Werte der Produkte NL angegeben; setzen wir danach:

$$NL = z \cdot 10^{16},$$

so wird

$$L = \frac{z \cdot \mathfrak{a}^3 \cdot 16^{16}}{p}.$$

Auf der anderen Seite wird die Weglänge L durch die Atomdistanz und den Atomhalbmesser bestimmt nach der bekannten Formel:

$$L = \frac{\mathfrak{a}^3}{\pi \varrho^2}.$$

Setzt man die beiden Ausdrücke der Weglänge einander gleich, so ergibt sich:

$$\varrho = \sqrt{\frac{p}{\pi z}} \cdot 10^{-8} \text{ (cm)}.$$

Die Resultate der Rechnung sind in der zweiten und dritten Spalte der Tabelle 7 zu-

sammengestellt. Die Werte der Tabelle beziehen sich auf eine Temperatur von 18° C.

Tabelle 7.

Metall	$L \cdot 10^8$	$\varrho \cdot 10^8$	$\varrho \cdot 10^8$	$L \cdot 10^8$
Al	30,0	0,42	0,96	5,56
Fe	4,0	0,95	0,75	6,65
Ni	4,4	0,88	0,72	6,54
Cu	38,3	0,32	0,80	6,04
Zn	12,4	0,62	1,00	4,62
Pd	6,7	0,82	0,79	7,48
Ag	52,7	0,45	0,91	6,38
Cd	13,5	0,71	1,18	4,84
Sn	0,8	0,92	1,40	4,25
Pt	6,7	0,84	0,77	7,77
Au	23,0	0,48	0,89	6,72
Pb	6,6	1,19	1,29	5,56
Bi	1,4	2,78	1,40	5,54

Ein von dem Vorhergehenden ganz verschiedener Weg zur Berechnung des Atomhalbmessers ist durch die früher eingeführte Annahme gegeben, daß die Atome bei den Schmelzpunkten der Metalle sich unmittelbar berühren. Es ist einleuchtend, daß die so erhaltenen Werte im allgemeinen die Bedeutung oberer Grenzen haben werden. Die vierte Spalte der Tabelle 7 enthält die aus der Schmelztemperatur nach den früheren Formeln abgeleiteten Werte von ϱ, die fünfte Spalte die entsprechenden Werte der Weglänge. Die beiden für ein und dasselbe Metall gefundenen Werte von ϱ stimmen so weit überein, als es unter den vorliegenden Verhältnissen erwartet werden kann. In den beiden für die verschiedenen Metalle gefundenen Wertreihen spricht sich in übereinstimmender Weise eine periodische Abhängigkeit des Atomhalbmessers vom Atomgewicht aus.

Es wäre nun meine Aufgabe, von dem Hall-Effekt zu sprechen und von dem ganzen Bündel der merkwürdigen, von Nernst und v. Ettingshausen entdeckten Wirkungen. Allein diesen Erscheinungen gegenüber versagt die unitarische Theorie. Die Formeln, welche von mir und von Drude auf Grund der dualistischen Theorie für jene Erscheinungen abgeleitet worden sind, halten der experimentellen Prüfung so wenig stand, wie die von Gans auf einem strengeren Wege gefundenen. Unter diesen Umständen begnüge ich mich, festzustellen, daß hier in dem Gebäude der Elektronentheorie eine bis in die Fundamente gehende Lücke vorhanden ist.

Zum Schluß bleibt uns noch die Betrachtung der optischen Eigenschaften der Metalle. Wir führen allgemein die optischen Eigenschaften der ponderabeln Körper auf die Existenz von Elektronen zurück, die mit den ponderabeln Atomen verbunden sind, und in diesen um bestimmte Gleichgewichtslagen mit bestimmten Perioden schwingen. Sofern auch im Innern der Metallatome solche gebundene Elektronen vorhanden sind, finden die Gesetze, die für dielektrische Medien gelten, auch auf die Metalle Anwendung. Aber in den Metallen haben wir außer den gebundenen Elektronen noch die freien, und diese werden sich ebenfalls an den optischen Erscheinungen beteiligen. Daraus ergibt sich bei den Metallen sowohl für die Absorption, als für die Emission eine doppelte Ursache. Die Absorption einer auf ein Metall fallenden Welle rührt zu einem Teil daher, daß die gebundenen Elektronen in Mitschwingung versetzt werden. Die hierdurch bedingte Absorption erreicht erst dann merkliche Beträge, wenn die Periode der einfallenden Wellen mit der Periode der Eigenschwingungen der Elektronen übereinstimmt. Anders verhalten sich die freien Elektronen; sie werden durch jede ankommende Welle in eine hin- und herflutende Bewegung versetzt und absorbieren dadurch einen Teil der einfallenden Energie; daraus folgt eine auf alle möglichen Wellenlängen sich erstreckende Absorption. Es fragt sich, welche Rolle die freien Elektronen bei der Emission des Lichtes spielen. Die Vorstellung, welche Lorentz mit Bezug hierauf ausgebildet hat, ist folgende: Die freien Elektronen werden fortdauernd durch ihre Zusammenstöße mit den Metallatomen gehemmt; sie erleiden dabei große und plötzliche Verzögerungen. Diese bilden die Ursache für die Aussendung von Röntgenstrahlen. In dem umgebenden Äther entsteht dadurch ein komplizierter Bewegungszustand, der durch die Superposition der unendlich vielen Röntgenstrahlen hervorgerufen wird. An Stelle dieser komplizierten Bewegung wird dann auf Grund des Fourierschen Prinzips eine Superposition harmonischer Wellen gesetzt. In der Tat hat Lorentz auf diesem Wege einen Ausdruck für das Emissionsvermögen eines Metalles abgeleitet, in dem außer der Wellenlänge, der Temperatur und gewissen universellen Konstanten noch die Leitfähigkeit des Metalles auftritt. Andererseits ist es natürlich leicht, einen Ausdruck für das Absorptionsvermögen auf Grund der Annahme zu erhalten, daß die Absorption lediglich durch die galvanischen Wechselströme bedingt sei, welche die einfallende Welle in dem Metall erregt. Hagen und Rubens haben gezeigt, daß die aus jener Annahme sich ergebende Formel für lange Wellen mit der Erfahrung übereinstimmt. Eine Prüfung der Lorentzschen Theorie ergibt sich nun, wenn man das Verhältnis des Emissionsvermögens zum Absorptionsvermögen eines Metalles berechnet; dieses Verhältnis muß ja gleich dem Emissionsvermögen des schwarzen Körpers sein. In der Tat ergibt sich ein Ausdruck, der für den Fall langer Wellen mit dem Gesetz von Planck stimmt.

Daß die Lorentzschen Gleichungen nur für den Fall langer Wellen gelten, hat einen doppelten Grund. Einmal ist das Zeitintervall, für welches die Fouriersche Entwicklung ausgeführt wird, von vornherein verhältnismäßig groß genommen. Sodann vernachlässigt die Theorie die Schwingungen der gebundenen Elektronen, welche gerade bei den kleineren Wellenlängen wesentlich sind.

Wir wollen nun die optischen Erscheinungen zu einer Prüfung der früheren Resultate benutzen. Die Absorptions- und Emissionsverhältnisse bei langen Wellen können uns nichts Neues bringen; man kann ja die für lange Wellen geltenden Formeln benutzen, um die Leitfähigkeit der Metalle zu berechnen. Solange die berechneten Werte mit den beobachteten stimmen, können auch die weiteren Folgerungen keine anderen sein als die früher entwickelten. Wir wenden uns daher zu einer Erweiterung der Theorie, zu einer Beseitigung der beschränkenden Annahmen, welche den Formeln von Hagen und Rubens zugrunde liegen.

Die Erweiterung der Theorie besteht natürlich zunächst in der Berücksichtigung des Einflusses, den die gebundenen Elektronen üben. Aber auch abgesehen davon, bedarf die Theorie einer Korrektion. Die von Hagen und Rubens benutzten Formeln setzen voraus, daß die Geschwindigkeit der freien Elektronen der wirkenden Kraft proportional sei; sie vernachlässigen die Beschleunigung, welche durch jene Kraft erzeugt wird. Formeln, welche den beiden Umständen Rechnung tragen, sind zuerst von Drude aufgestellt worden. Aber auch die von Drude entworfene Theorie ist nicht allgemein gültig, denn sie vernachlässigt die von den gebundenen Elektronen erzeugte Absorption.

Ehe wir das Ergebnis der Theorie selber mitteilen, wollen wir überlegen, was aus den Beobachtungen für die optischen Eigenschaften der Metalle folgt. Die Beobachtungen geben einmal das Brechungsverhältnis n für die benutzte Wellenlänge, außerdem den sogen. Exstinktionskoeffizienten $\varkappa$, durch welchen die Schwächung bestimmt wird, die das Licht beim Eindringen in das Metall erleidet. So hat Drude bei einer Reihe von Metallen die Werte von n und $n\varkappa$ für Natriumlicht aus seinen Beobachtungen berechnet. Von der Theorie werden wir verlangen, daß sie zeigt, wie die Größen n und $\varkappa$ von den Eigenschaften der freien und der gebundenen Elektronen abhängen. Um die Formeln bequem schreiben zu können, ist es zweckmäßig, zwei abkürzende Bezeichnungen einzuführen. Wir fassen einmal zusammen, was von den gebundenen Elektronen herrührt. Es können verschiedene Arten von solchen Elektronen vorhanden sein, die sich durch die Längen der von ihnen im Äther erzeugten Wellen unterscheiden. Wir bezeichnen die einer bestimmten Elektronengattung entsprechende Wellenlänge mit λ_k, die Zahl der Elektronen dieser Gattung, die im Kubikzentimeter des Metalles enthalten ist, mit N_k; die Wellenlänge des einfallenden Lichtes sei λ. Dann setzen wir abkürzend die über alle Gattungen gebundener Elektronen auszudehnende Summe:

$$\Sigma \cdot \frac{\varepsilon^2 N_k}{\pi c^2 \mu} \cdot \frac{\lambda_k^2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2} = q - 1.$$

In einem zweiten Ausdruck fassen wir die den freien Elektronen entsprechenden Größen zusammen. Die Bezeichnungen sind dieselben wie früher; N die Dichte der freien Elektronen; γ die galvanische Leitfähigkeit in elektromagnetischem Maße. Wir setzen nun:

$$x = 2\pi \frac{\mu c^3 \gamma}{\varepsilon^2 \lambda N}.$$

Mit Benutzung dieser Abkürzungen fassen sich die Ergebnisse der Theorie in den beiden Formeln zusammen:

$$n^2(\varkappa^2 - 1) = \frac{2x}{1 + x^2} \cdot c\lambda\gamma - q$$

und

$$n^2 \varkappa = \frac{1}{1 + x^2} c\lambda\gamma.$$

Von diesen beiden Gleichungen hat Drude nur die erste benutzt. Er betrachtet den Wert von q als gegeben; zuerst vernachlässigt er q gegen $c\lambda\gamma$, d. h. er vernachlässigt den Einfluß der gebundenen Elektronen und berücksichtigt nur die Beschleunigung der freien. Bei einer zweiten Berechnung setzt er $q = 3$, dem Werte, der bei durchsichtigen Mitteln im allgemeinen den Beobachtungen entspricht. Beide Verfahren sind willkürlich, da die Unbekannten x und q durch die Gleichungen völlig bestimmt sind. Ich habe daher die Rechnung wiederholt, und dabei ergab sich in der Tat, daß die von Drude gemachten Annahmen unzulässig sind. Die aus den Gleichungen für einige Metalle folgenden Werte von x und q sind in der Tabelle 8 zusammengestellt. Ist x bekannt, so

Tabelle 8.

Metall	x	q	$N \cdot 10^{-22}$	p
Al	8,55	103,6	40,4	6,57
Fe	3,97	55,4	19,7	2,29
Ni	4,93	50,8	18,8	2,04
Cu	24,51	76,8	25,5	3,02
Zn	4,91	88,5	36,8	5,49
Ag	40,37	52,3	16,6	2,77
Cd	6,32	47,7	22,7	4,81
Sn	4,19	39,7	21,6	4,53
Pt	4,20	59,7	24,1	3,55
Au	20,54	34,6	13,2	2,19
Pb	3,35	38,8	15,8	4,69
Bi	0,92	—3,4	10,0	3,44

kann dann auch die Dichte N der freien Elektronen berechnet werden. Die gefundenen Zahlen sind in den letzten Spalten der Tabelle enthalten.

Ich bin damit am Ende meiner Ausführungen angelangt. Als ein erfreuliches Resultat darf ich es verzeichnen, daß die auf so verschiedenen Wegen abgeleiteten Dichten der freien Elektronen der Größenordnung nach so wohl übereinstimmen. Dasselbe gilt von den für die Halbmesser der Metallatome gefundenen Werten; als ein bemerkenswertes, wenn auch kaum überraschendes Resultat darf der periodische Charakter der Elektronendichte und des Atomhalbmessers hervorgehoben werden. Diese positiven Ergebnisse ermutigen zu weiterem Vordringen auf dem eingeschlagenen Wege. Die Lücken und Inkongruenzen der Theorie aber zeigen, wieviel noch zu tun ist, ehe wir uns sorglos jenem Wege anvertrauen dürfen. Der Zweck meines Vortrags ist erreicht, wenn er in diesem Sinne zur Mitarbeit Anregung gibt.

(Eingegangen 24. Juni 1909.)

Über die Konstitution der Metallegierungen.

Von G. Tammann.

Meine Herren! Nachdem mein hochverehrter Kollege uns das tiefere Wesen der Metalle, zu dem sich der Physiker durch das Studium elektrischer Erscheinungen durchgerungen hat, enthüllte, erlaube ich mir, Ihre Aufmerksamkeit auf kurze Zeit für die chemischen Beziehungen der Metalle zueinander in Anspruch zu nehmen. Von jeher ist unter den angewandten Wissenschaften der Metallurgie eine besondere Bedeutung zuerkannt worden. Daß die Wertschätzung der Metallurgie bei den Vertretern der Technik und der Regierung noch zugenommen hat, davon belehren uns die Aachener Einrichtungen, mit deren Hilfe es meinen ausgezeichneten Aachener Kollegen gelingen wird, der Metallurgie zu weiterer fruchtbringender Entwicklung zu verhelfen.

Es ist merkwürdig, daß die Chemie der Legierungen, nach deren Kenntnis und Benutzung man die Kultur des Menschengeschlechtes bemessen hat, bis vor kurzem so wenig entwickelt war. Der Grund dafür ist aber darin zu suchen, daß die alten Methoden der anorganischen Chemie auf die Legierungen nicht anwendbar waren und geeignete Methoden fehlten. Es mußten daher neue geeignete Methoden geschaffen werden. Diese entwickelten sich erst auf der Grundlage eines vor kurzem entwickelten Teiles der physikalischen Chemie, der Lehre vom Gleichgewicht heterogener Systeme.

Die Fundamentalfrage nach der Struktur der Legierungen, ob dieselben aus Kristalliten der ursprünglichen Metalle, Verbindungen derselben oder Mischkristallen bestehen, konnte, wie erwähnt, nach den alten Methoden der Chemie nicht gelöst werden. Doch führt folgende allgemeine Methode zu diesem Ziel und gestattet die Zusammensetzung der Metallverbindungen und die Zusammensetzung der gesättigten Mischkristalle exakt zu bestimmen, indem sie die Vorgänge während der Abkühlung homogener Schmelzen mit zwei und mehr Metallen verfolgt.

Gesetzt, uns ist der Wärmeinhalt aller Mischungen eines Zweistoffsystems für konstante Masse bei konstantem Druck und variablen Temperaturen bekannt. Um die Abhängigkeit des Wärmeinhaltes von der Konzentration und Temperatur zu übersehen, tragen wir senkrecht auf der Temperaturkonzentrationsebene Gerade auf, deren Länge proportional dem Wärmeinhalt der Mischung ist.

Wir erhalten dann in jedem Falle vier verschiedene Gruppen von Flächen: 1. eine Fläche, welche den Wärmeinhalt der flüssigen Mischungen wiedergibt, 2. eine aus mehreren Blättern bestehende Fläche für die Gemenge von Flüssigkeit und Kristallen, 3. ebene Dreiecke, welche senkrecht auf der Temperaturkonzentrationsebene stehen und die Änderung des Wärmeinhaltes während des Ablaufes einer Reaktion im nonvarianten Gleichgewicht angeben, und schließlich 4. Flächen, welche den Wärmeinhalt der Gemenge zweier Kristallarten angeben.

Eine solche Wärmefläche übersehen Sie für den speziellen Fall, daß die beiden flüssigen Komponenten sich in allen Verhältnissen mischen und beide Komponenten nebst einer Verbindung aus den Schmelzen ohne Bildung von Mischkristallen kristallisieren, am Modell, Fig. 1.

Die Projektion der Kurven und Geraden, in denen sich die verschiedenen Flächen schneiden, auf die Konzentrationstemperaturebene ergibt

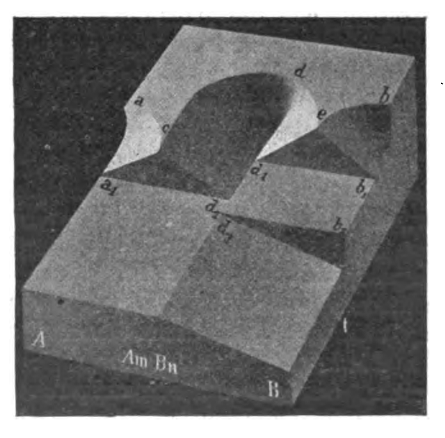


Fig. 1.

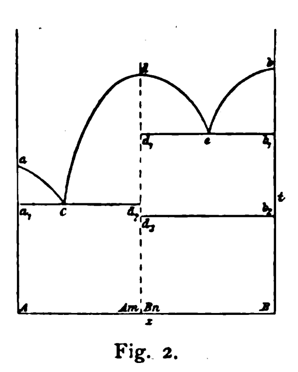


Fig. 2.

das bekannte Schmelzdiagramm Fig. 2. Bei fünf ausgezeichneten Konzentrationen ändert sich der Wärmeinhalt bei der Kristallisation diskontinuierlich, während die Schmelzung sich bei einer bestimmten konstanten Temperatur vollzieht, nämlich bei den beiden Komponenten, der Verbindung, und den beiden eutektischen Punkten. Bei allen übrigen Schmelzen gibt es außer einer diskontinuierlichen Änderung des Wärmeinhaltes noch ein Gebiet beschleunigter Änderung des Wärmeinhaltes. Man ersieht, daß für die Untersuchung nicht nur der Beginn der Kristallisation, sondern auch gerade das Ende derselben, bei dem sich der Wärmeinhalt diskontinuierlich ändert, von Bedeutung sein wird. Zur Feststellung der Zusammensetzung der Verbindung hat man außer der Lage des Maximums der Temperatur des Beginns der Kristallisation noch die der Konzentrationen, bei denen die diskontinuierliche Änderung des Wärmeinhaltes bei den eutektischen Temperaturen verschwindet.

Um sich über die Fläche des Wärmeinhaltes im vorliegenden Fall zu informieren, braucht man nur während der Abkühlung der Schmelzen ihre Temperaturen in Abhängigkeit von der Zeit zu beobachten. Auf den Abkühlungskurven findet man Knicke, welche dem Beginn der Kristallisation, und Haltepunkte, die dem Ende der Kristallisation entsprechen. Die Zeitdauer dieser Haltepunkte ändert sich mit der Konzentration, wie die Abstände der Dreieckseiten $a_1 c$, $c d_2$, $d_1 e$ und $e b_1$ von ihren Grundlinien. In dieser Weise kann man in jedem einzelnen Falle die Frage entscheiden, ob die beiden Komponenten eine Verbindung bilden. Wenn eine oder mehrere Verbindungen auftreten, so kann man ihre Zusammensetzung bis auf wenige Zehntel Prozent sicher ermitteln, und wenn Mischkristalle sich bilden, die Grenzen der Mischungslücken feststellen. Auch andere Fragen können auf diesem Wege entschieden werden. So können die Grenzen einer Mischungslücke im flüssigen und festen Zustande für eine Temperatur, bei der ein nonvariantes Gleichgewicht besteht, bestimmt werden.

Mit der Fläche des Wärmeinhaltes im engstem Zusammenhang befindet sich die Struktur der Legierungen. Dieser Fläche oder ihrer Projektion auf die Temperaturkonzentrationsebene sind sofort die Bedingungen zu entnehmen, bei denen die Legierung vollständig flüssig, ein Gemenge von Flüssigkeit und eine Kristallart, oder ein Gemenge zweier Kristallarten ist. Untersucht man bei Zimmertemperatur die Struktur der Legierungen in Abhängigkeit von ihrer Zusammensetzung, so findet man für unseren Fall folgende Verhältnisse. Die Reguli der beiden reinen Komponenten und der Verbindung bestehen aus einer einzigen Kristallart, der Regulus von der Zusammensetzung des eutektischen Punktes c besteht aus einem sehr feinkörnigen Gemenge der Kristalle A und der Verbindung. Dieses Eutektikum findet sich aber auch in allen Legierungen, deren Zusammensetzung zwischen A und der Verbindung liegt, und zwar ändert sich die Menge des Eutektikums, welches von A bis c die primär gebildeten Kristalle von A und von c bis $Am\,Bn$ die der Verbindung umhüllt, mit der Konzentration, wie die Zeitdauer der Haltepunkte auf den Abkühlungskurven bei der eutektischen Temperatur. Die Untersuchung der Struktur muß also das Bild, welches man sich über dieselbe auf Grund der beobachteten Abkühlungskurven zu machen hat, bestätigen. Nur wenn im festen Zustande noch weitere strukturändernde Reaktionen in den vorhandenen Kristalliten sich vollziehen, können Abweichungen von der Bilderreihe, welche auf Grund der thermischen Erscheinungen bei der Kristallisation aus der Schmelze zu erwarten waren, auftreten. Doch kann man auch in diesem Falle häufig die Struktur, welche der Kristallisation der Schmelze entspricht, erzwingen, wenn man durch Abschrecken die strukturändernde Reaktion überspringt.

Jedes Zweistoffsystem hat eine eigene, ihm eigentümliche Fläche des Wärmeinhaltes, doch lassen sich diese Flächen in typische Teile zerlegen, deren Anzahl eine recht beschränkte ist. Etwa neun typische Wärmeflächen genügen, um die Wärmeflächen aller metallischen Zweistoffsysteme aufzubauen. Die Flächen anderer Eigenschaften, des Volumens, des elektrischen Leitvermögens und des Magnetismus, sind nur in der Form der einzelnen Stücke, aus welchen die Wärmefläche besteht, untereinander und von der Wärmefläche verschieden. Projiziert man die Schnittlinien der einzelnen Teile der Eigenschaftsflächen eines Systems auf die Temperaturkonzentrationsebene, so erhält man von jeder Fläche dieselben Schmelzkurven, dasselbe Zustandsdiagramm. Gleichgültig, welche der Eigenschaften man verfolgt, man muß auf verschiedenen, voneinander unabhängigen Wegen immer zu denselben Resultaten betreffs der Verbin-



dungsfähigkeit der Metalle, zu denselben Formeln ihrer Verbindungen, zu derselben Zusammensetzung der gesättigten Mischkristalle usw. gelangen. Der Grund hierfür liegt in dem Umstande, daß bei Schmelzen der Komponenten, Verbindungen und Eutektikas nicht nur der Wärmeinhalt, sondern auch alle übrigen Eigenschaften, mit Ausnahme der Masse, sich diskontinuierlich ändern.

Am einfachsten liegen die Verhältnisse bei denjenigen Eigenschaften, bei denen ihr Wert unabhängig von der Anordnung und der Dimension der das heterogene System zusammensetzenden Phasen ist. Das trifft für den Wärmeinhalt und das Volumen zu, nicht aber für das elektrische Leitvermögen, den Magnetismus und die elektrischen Eigenschaften, daher wird der Wert dieser Eigenschaften für dieselbe Temperatur und Gesamtzusammensetzung des Systems vieldeutig.

Wenn der Wert der Eigenschaften von der Anordnung der die Legierung zusammensetzenden Kristalle unabhängig ist, so braucht man nur die Eigenschaftswerte der betreffenden Kristallarten zu kennen, um nach der Mischungsregel den betreffenden Eigenschaftswert des Gemenges zu berechnen. Für die in den Legierungen auftretenden Reihen von Mischkristallen hat man die sich kontinuierlich in Abhängigkeit von der Zusammensetzung sich ändernden Werte der Eigenschaft zu bestimmen. Beim Volumen und Wärmeinhalt ändern sich die Werte fast linear mit der Zusammensetzung des Mischkristalles, beim elektrischen Leitvermögen, bei den elastischen Eigenschaften und dem Magnetismus, wo der Einfluß der Zusammensetzung des Mischkristalles sehr erheblich sein kann, treten auch kompliziertere Gesetze auf. So gibt es für die Magnetisierbarkeit in einer Reihe von Mischkristallen Maxima der Magnetisierbarkeit.

Bemerkenswert ist, daß die größeren Werte der Magnetisierbarkeit nur den festen Lösungen, deren Lösungsmittel das ferromagnetische Metall ist, zukommen, und daß der Magnetismus der Verbindungen ferromagnetischer Metalle verschwindend klein ist. Diese Regeln gestatten auf Grund des Zustandsdiagramms die Bestimmung derjenigen Legierung, für welche der Magnetismus verschwindet.

Eine umfassendere Untersuchung der elastischen Eigenschaften, der thermoelektrischen und der optischen Eigenschaften der Legierungen steht noch aus.

Für das Gleichgewichtspotential einer Legierung gegenüber ihrer edleren Komponente und für die Auflösungsgeschwindigkeit tritt, sobald an Stelle einer der beiden Kristallarten eine neue auftritt, eine diskontinuierliche Änderung der Eigenschaft ein.

Das Studium der Eigenschaften der Metallverbindungen und Mischkristallreihen verspricht noch manche interessante Tatsache, welche gewiß die Theorie über das Wesen des metallischen Zustandes erweitern werden.

Nach der thermischen Methode sind die meisten binären Kombinationen der zugänglichen Metalle untersucht worden. Die Hauptresultate dieser Untersuchungen sind folgende: In der Tabelle 1 [1]) sind die Formeln der Verbindungen, welche 20 Metalle untereinander bilden, zusammengestellt, das Zeichen 0 sagt aus, daß die beiden betreffenden Metalle keine Verbindung miteinander bilden. Sie entnehmen dieser Tabelle folgende Regeln:

1. Die Elemente einer natürlichen Gruppe im engeren Sinne bilden untereinander keine Verbindungen.

Schalten wir fürs erste die beiden ersten kleinen Perioden aus, so zerfällt das periodische System in eine Reihe von natürlichen Gruppen im engeren Sinne, von denen in der Regel nur je drei Glieder bekannt sind; diesen Elementen scheint die Fähigkeit, sich miteinander zu verbinden, abzugehen. Die Gruppen, von denen bewiesen ist, daß die einzelnen aufeinander folgenden Glieder sich miteinander nicht verbinden können, sind folgende:

Cu	*Zn*	*(Ge)*	*(As)*
Ag	*Cd*	*Sn*	*Sb*
Au	*Hg*	*Pb*	*Bi*

Dazu käme noch die Gruppe der Edelgase, denen ja die Verbindungsfähigkeit überhaupt abgeht.

Bisher ist nur eine Ausnahme bekannt, nämlich *Br* und *J* bilden nach Meerum Terwogt eine, allerdings wenig stabile Verbindung *JBr*.

2. Ein beliebiges Element bildet entweder mit allen Elementen einer natürlichen Gruppe im engeren Sinne Verbindungen oder es geht mit keinem der Gruppenglieder eine Verbindung ein.

Bei den Sauerstoff-, Schwefel- und Halogenverbindungen findet man zahlreiche Bestätigungen dieser Regel, allerdings sind hier Verbindungen mit allen natürlichen Gruppen, bis auf die der Edelgase, zu verzeichnen.

Überzeugender illustriert die Regel das Verhalten der Metalle der Kupfergruppe zu anderen fremden Metallen.

Bei den binären Kombinationen der Elemente der Kupfergruppe mit 17 anderen Elementen finden sich nur zwei Ausnahmen von der Regel; *Au* bildet mit *Pb* zwei Verbindungen, während *Pb* mit *Cu* und *Ag* im untersuchten Temperaturintervall keine Verbindungen eingeht, und *Si* bildet mit *Cu* Verbindungen, während es sich

1) Ztschr. f. Elektrochem. 14, 798, 1908.

Tabelle 1. Verbindung der Metalle.

Cu	Ag	Au	Mg	Zn	Cd	Hg	Al	Tl	Si	Sn	Pb	Sb	Bi	Mn	Fe	Co	Ni	Pd	Pt	Cr
Cu	0	0	$CuMg_2$ Cu_2Mg	Cu_2Zn_3 $CuZn_4$	Cu_2Cd_3		Cu_3Al $CuAl$ $CuAl_2$	0	Cu_3Si Cu_3Si_4?	Cu_4Sn Cu_9Sn $CuSn$	0	Cu_3Sb Cu_2Sb	0	0	0	0	0	0	0	0
Ag		0	$AgMg$ $AgMg_3$	Ag_3Zn_2 $AgZn$ Ag_2Zn_3 Ag_2Zn_5	Verbindungen sehr wahrscheinlich		Ag_3Al $AgAl$	0	0	Ag_4Sn	0	Ag_3Sb	0	0	0	0	0	0	0	0
Au				$AuZn$ Au_3Zn_5	Au_4Cd_3 $AuCd_3$		Au_4Al Au_5Al_2 Au_2Al $AuAl$ $AuAl_2$	0		$AuSn$ $AuSn_2$ $AuSn_4$	Au_2Pb $AuPb_2$	$AuSb_2$	0		0		0	0	0	
Mg				$MgZn_2$	$MgCd$		Mg_4Al_3	Mg_3Tl_2 Mg_2Tl Mg_8Tl_3	Mg_2Si	Mg_2Sn	Mg_2Pb	Mg_3Sb_2	Mg_3Bi_2				Mg_2Ni $MgNi_2$			
Zn					0	0	0	0		0	0	Zn_3Sb_2 $ZnSb$	0		Zn_7Fe Zn_3Fe	$CoZn_4$	Zn_3Ni Zn_5Ni			X
Cd						0	0	0			0	Cd_3Sb_2 $CdSb$	0				Cd_4Ni			
Hg								Hg_2Tl		$HgSn$	0		0							
Al								0	0	0	0	$AlSb$	0	Al_3Mn? $AlMn_3$?	Al_5Fe_2	Co_3Al_{13} Co_2Al_5 $CoAl$	$NiAl_3$ $NiAl_2$ $NiAl$			$AlCr_3$
Tl									0	0	Tl_2Pb?	Tl_3Sb	Tl_3Bi_5 Tl_3Bi		0	0	0			
Si										0	0	0	0	Mn_2Si $MnSi$	$FeSi$	Co_2Si Co_3Si $CoSi$ $CoSi_2$ $CoSi_3$	Ni_2Si Ni_3Si Ni_3Si_2 $NiSi$ Ni_2Si_3			Verbindungen
Sn												$SnSb$	0	$SnMn_4$ $SnMn_2$ $SnMn$?	X	$SnCo_2$ Sn_4Co_3?	Sn_2Ni_3 $SnNi_3$ $SnNi_4$?		$SnPt_3$ $SnPt$ Sn_3Pt_2 Sn_8Pt_3	0
Pb												0	0	0	0	0	0	Pb_2Pd $PbPd$ $PbPd_2$ $PbPd_3$	$PbPt$ und zwei andere	0
Sb													0	Sb_2Mn_3 $SbMn_2$	Sb_2Fe Sb_2Fe_3	$SbCo$ Sb_2Co	Sb_5Ni_4 $NiSb$ Sb_2Ni_5 $SbNi_4$			Sb_2Cr $SbCr$
Bi															0	0	Bi_3Ni $BiNi$?			0
Mn															0		Verbindungen			
Fe																0	$FeNi_2$?			X
Co																	0			X

Tabelle 2.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
H —259	*He* unter —267	*Li* 186	*Be* unter *Ag*	*B* nicht geschmolz.	*C* nicht geschmolz.											*N* —210	*O* —245	*F* —223
	Ne	*Na* 98	*Mg* 651	*Al* 687	*Si* 1430											*P* 44 und 630	*S* 115	*Cl* —102
	Ar —188	*K* 63	*Ca* 780	*Sc*	*Ti* über 2200	*V* 1680	*Cr* 1515	*Mn* 1247	*Fe* 1545	*Co* 1505	*Ni* 1484	*Cu* 1084	*Zn* 419	*Ga* 30	*Ge* 900?	*As* bei Rotglut	*Se* 217	*Br* —7
	Kr —169	*Rb* 39	*Sr* Rotglut	*Y*	*Zr* höher als *Si*	*Nb* 1950	*Mo* über 2100		*Ru* über 1950	*Rh* höher als *Pt*	*Pd* 1587	*Ag* 961	*Cd* 322	*In* 155	*Sn* 232	*Sb* 631	*Te* 450	*J* 113
	X —140	*Cs* 27	*Ba* 850	*La* 810	*Ce* 623	*Nd* 840	*Pr* 940											
				Yb		*Ta* 2300	*W* über 2300		*Os* 2500	*Ir* 2200	*Pt* 1780	*Au* 1064	*Hg* —39	*Tl* 302	*Pb* 327	*Bi* 268		
					Th		*U*											

mit *Ag* nicht verbindet. Dieses der Regel günstige Resultat würde noch verbessert werden, wenn man auch das Verhalten der Metalloide zu *Cu*, *Ag* und *Au* berücksichtigen würde.

Ein ebenso günstiges Resultat erhält man bei der Untersuchung der Verbindungsfähigkeit der Elemente der *Zn*-Gruppe. Bei den binären Kombinationen mit 15 fremden Metallen, einschließlich der Natriumverbindungen, findet man nur zwei Ausnahmen, und zwar beim Verhalten des *Tl* zu *Hg* und des *Sn* zu *Hg*. Während *Zn* und *Cd* mit *Tl* keine Verbindungen bilden, gibt *Tl* mit *Hg* nach Kurnakow eine Verbindung, und während *Sn* mit *Zn* keine Verbindungen gibt, geben *Hg* und *Cd* mit *Sn* je eine Verbindung.

Auch in der Gruppe des *Ni*, *Pd* und *Pt* findet man bei 14 binären Kombinationen nur eine Ausnahme. Da *Pt* und *Pd* mit *Pb* Verbindungen geben, so müßte auch *Ni* und *Pb* eine Verbindung bilden, doch konnte nach dem Erhitzen der beiden Metalle bis etwas über den Schmelzpunkt des *Ni* eine Verbindung nicht gefunden werden.

Es ist also bei diesen natürlichen Gruppen im engeren Sinne eine weitgehende Analogie der Gruppenglieder gegenüber fremden Elementen nicht zu verkennen, diese Gruppen verhalten sich also beliebigen anderen Elementen gegenüber wie die Glieder einer homologen Reihe von Kohlenstoffverbindungen, welche ja ebenfalls mit einem fremden Körper entweder sämtlich in Wechselwirkung treten oder sämtlich nicht reagieren.

Die Glieder derjenigen Gruppen aber, in welchen ein Übergang von metalloiden zu metallischen Eigenschaften sich vollzieht, wie in den Gruppen *As*, *Sb* und *Bi* oder in den Gruppen *Ge*, *Sn* und *Pb*, stehen betreffs ihrer Verbindungsfähigkeit nicht in dem engen Verbande einer homologen Reihe. Man ersieht aus der Tabelle, daß *Sn* und *Pb* nur in sieben binären Kombinationen sich einander gleich verhalten, und daß sie sich in sieben anderen Kombinationen darin voneinander unterscheiden, daß, wenn das *Sn* Verbindungen eingeht, das *Pb* es nicht tut. Nur in einem Falle, beim *Tl*, könnte das Umgekehrte stattfinden, doch ist die Existenz der Verbindung $PbTl_2$ nicht erwiesen, bei dieser Zusammensetzung hat die Kurve des Beginnes der Kristallisation einer Reihe von *PbTl*-Mischkristallen ein Maximum.

Noch mehr ist das Verhalten von *Sb* und *Bi* zu anderen Metallen verschieden. Die Natriumverbindungen mit eingerechnet, ist bei 15 binären Kombinationen das Verhalten beider Elemente nur in fünf Fällen einander ähnlich, gewöhnlich geht das *Bi*, wenn auch das *Sb* Verbindungen bildet, keine Verbindungen ein.

Die Elemente *Sb* und *Bi*, sowie *Sn* und *Pb*, stehen also einander viel weiter, als die Elemente der *Cu*- oder *Zn*-Gruppe.

Nach Runge und Kayser[1]) sind die Spektren des *Zn*, *Cd* und *Hg* einander ganz analog gebaut, dasselbe gilt auch von den Spektren der *Cu*-Gruppe. Die Spektren dieser

1) H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie, **2**, Kapitel 8.

Elemente haben Linienserien. In den Spektren des *Sb* und *Bi*, des *Sn* und *Pb* finden sich aber solche Linien nicht.

Sieht man von den linienreichen Spektren des *Ni*, *Pd* und *Pt*, deren Durchrechnung so große Schwierigkeiten macht, ab, so gilt, daß diejenigen natürlichen Gruppen, bei denen Linienserien gefunden sind, sich in chemischer Beziehung wie die Glieder einer homologen Reihe verhalten, während die Elemente derjenigen natürlichen Gruppen, in deren Spektren solche Serien nicht vorkommen, auch betreffs ihrer Reaktionsfähigkeit nicht in diesem engen Verbande miteinander stehen.

Betreffs der Valenz der Metalle in den Metallverbindungen wird Ihnen auffallen, daß von etwa 120 Verbindungen der Tabelle nur etwa ein Drittel der Formeln mit der Salzvalenz der Metalle in Übereinstimmung gebracht werden könnten, und zwar tritt das um so häufiger ein, je näher das eine Metall den Metalloiden steht. In den Metallverbindungen tritt die Individualität der Elemente mehr hervor, als in den Salzen, entsprechend dem Umstande, daß in den Metallverbindungen die Eigenschaften der Metalle nicht so stark modifiziert sind, wie in den Salzen.

Bei der Bedeutung, welche den Mischkristallreihen zukommt, ist es erwünscht, Regeln zu besitzen, auf deren Grundlage man sich beim Suchen nach Mischkristallreihen orientieren kann.

Es hat sich ergeben, daß Mischkristallreihen, auch lückenlose, hauptsächlich bei den Kombinationen der Metalle, die in der Mitte der Staigmüllerschen[1]) Anordnung des periodischen Systems, welche in der Tabelle 2 wiedergegeben ist (unter dem Zeichen jedes Elementes findet man den Schmelzpunkt desselben), sich befinden, vorkommen, und ferner ergab sich die Regel, daß das schwerer schmelzende Metall fast immer erhebliche Mengen des leichter schmelzenden Metalls in sich unter Bildung einer Mischkristallreihe aufzunehmen vermag.

Meine Herren, was ich ihnen vorzulegen die Ehre hatte, ist leider nur ein Stückwerk, nur von etwa 22 Metallen kennen wir ihr gegenseitiges Verhalten, während wir von etwa 60 dasselbe kennen sollten, 200 binäre Kombinationen sind untersucht, aber 1800 sind noch zu untersuchen. Leider wird aber die weitere Arbeit auf dem Gebiet der allgemeinen Metallographie durch die Seltenheit der Mehrzahl der Metalle behindert und gehemmt.

1) Ztschr. phys. Chem. **39**, 245, 1902.

(Eingegangen 9. Juli 1909.)

Bericht über die weiteren Vorträge auf der 16. Hauptversammlung der Bunsen-Gesellschaft zu Aachen.

Von Privatdozent Dr. E. H. Riesenfeld in Freiburg i. B.

P. Oberhoffer (Aachen), Metallographische Untersuchungen im luftleeren Raume bei höheren Temperaturen.

Um die Umwandlungsvorgänge in leicht oxydierbaren Legierungen, speziell Eisenkohlenstofflegierungen der direkten Beobachtung während der betreffenden Umwandlung zugänglich zu machen, hat der Verfasser einen Apparat konstruiert, welcher aus einem zylindrischen, nach unten abgeflachten Glasgefäße besteht, das luftdicht verschlossen ist und die zu beobachtende Probe (Metallschliff), Temperaturmeß- und Heizvorrichtung enthält. Dieser Apparat wird auf das mikroskopische Stativ nach Le Chatelier aufgesetzt, und die Beobachtung der Vorgänge auf der Oberfläche der Legierung erfolgt durch die untere Glasfläche des erwähnten Beobachtungsapparates.

Als Beispiel ist die Bildung der Temperkohle gewählt worden, welche bekanntlich aus der Zersetzung des Eisenkarbides im festen Zustande vor sich geht. Die Vorgänge ließen sich, wie der Verfasser an Lichtbildern zeigte, während der Zersetzung sehr deutlich wahrnehmen.

M. Le Blanc (Leipzig), Laboratoriumsofen mit elektrisch geheiztem Nickeldraht.

Redner tritt für den Ersatz des Platindrahtes durch Nickeldraht bei Laboratoriumsöfen, die für Temperaturen unterhalb 1000° benutzt werden, ein.

W. Nernst (Berlin), Die Affinität zwischen dem Wasserstoff und den Halogenen.

Die Anwendung des vom Redner[1]) entwickelten Wärmetheorems auf die Dissoziationsgleichgewichte der drei Halogenwasserstoffe zeigt eine vollständige thermodynamische Übereinstimmung zwischen den auf verschiedenen Wegen festgestellten Dissoziationswerten. So stimmt der von E. Müller[2]) für die elektromotorische Kraft der Chlorknallgaskette gefundene Wert überein mit den Thomsenschen Werten der Wärmetönung der Salzsäurebildung und den Gahlschen Messungen[3]) der *HCl*-Dampfdrucke von Salzsäurelösungen. In ähnlicher Weise werden bei Jodwasserstoff die Bestimmungen der elektromotorischen Kraft, des chemischen Gleichgewichts[4]) und der Wärmetönung der Reaktion in thermodynamischer

1) Göttinger Nachrichten 1906, Heft 1.
2) Zeitschr. f. phys. Chem. **40**, 158, 1902.
3) Ebenda **33**, 178, 1900.
4) Bodenstein, Zeitschr. f. phys. Chem. **29**, 295, 1899.

Übereinstimmung gefunden. Und das gleiche läßt sich endlich auch von Bromwasserstoff zeigen, obwohl hier vorläufig nur wenige experimentelle Bestimmungen vorliegen.

E. Cohen (Utrecht), Bestimmung von Löslichkeiten und elektromotorischen Kräften bei Drucken bis 1000 Atmosphären.

Redner beschreibt eine Versuchsanordnung, welche gestattet, chemische und elektrochemische Messungen bei Drucken bis zu 1000 Atmosphären auszuführen. Insbesondere hat sich dieser Apparat bei der Bestimmung der Änderung der Löslichkeit von Salzen in wäßrigen Lösungen bei steigendem Druck und der Veränderung der elektromotorischen Kraft mit dem Druck gut bewährt.

A. Coehn (Göttingen), Über optische Wahrnehmbarkeit und elektrische Wanderung gelöster Moleküle.

Vom molekulartheoretischen Standpunkt ist jede Lösung ein heterogenes Gebilde: Moleküle des gelösten Stoffes sind getrennt durch nur vom Lösungsmittel erfüllte Zwischenräume. Es wurden auf zwei verschiedenen Wegen Versuche angestellt, um diese Diskontinuitäten wahrnehmbar zu machen. Schon früher hatte Lobry de Bruyn in Rohrzuckerlösungen den Tyndallschen Lichtkegel erkennen können. Da aber dabei der Verdacht, daß Staubteile mitwirkten, nicht mit Sicherheit abzuweisen war, so wurde der Versuch mit Hilfe des Ultramikroskops wiederholt, wobei sich Staubteile leicht als solche erkennen lassen. Während reines Wasser, welches nach Spring von Kolloiden befreit war, sich optisch leer zeigte, konnte in ebenso behandelter, 0,5 normaler Rohrzuckerlösung der Lichtkegel mit voller Deutlichkeit wahrgenommen werden. Als eine zweite Methode, die Diskontinuitäten innerhalb einer Rohrzuckerlösung nachzuweisen, wurde die elektrische Kataphorese verwendet. Der Verfasser hatte früher die Deutung, welche Quincke und Helmholtz für die elektrische Wanderung von suspendierten Teilen gegeben hatten, auf Kolloide übertragen. Es wird die Frage aufgeworfen, ob die dabei angenommene elektrische Doppelschicht an der Grenzfläche der sich berührenden heterogenen Stoffe (Suspension und Lösungsmittel) auch an der Grenzfläche von Molekül und Lösungsmittel anzunehmen ist. In diesem Falle müßten gelöste neutrale Moleküle gerade wie suspendierte Teilchen im Stromgefälle wandern. Es wurden Rohrzuckerlösungen von 20 Proz. bis herab zu 2 Proz. in 0,001 Salzsäure untersucht, indem in den gebogenen Teil eines U-Rohres diese Lösung und in die geraden Schenkel die von Rohrzucker freie Salzsäure gebracht wurde. Die Versuche ergaben eine beträchtliche Wanderung des Rohrzuckers zur Kathode. Da nun durch besondere Versuche erwiesen wurde, daß eine Anlagerung des Rohrzuckers an die Ionen der Salzsäure nicht stattfindet, bleibt für die Deutung der Erscheinung nur die mit den optischen Befund übereinstimmende Annahme, daß in Rohrzuckerlösungen Diskontinuitäten vorhanden sind, die von den gelösten Molekülen herrühren.

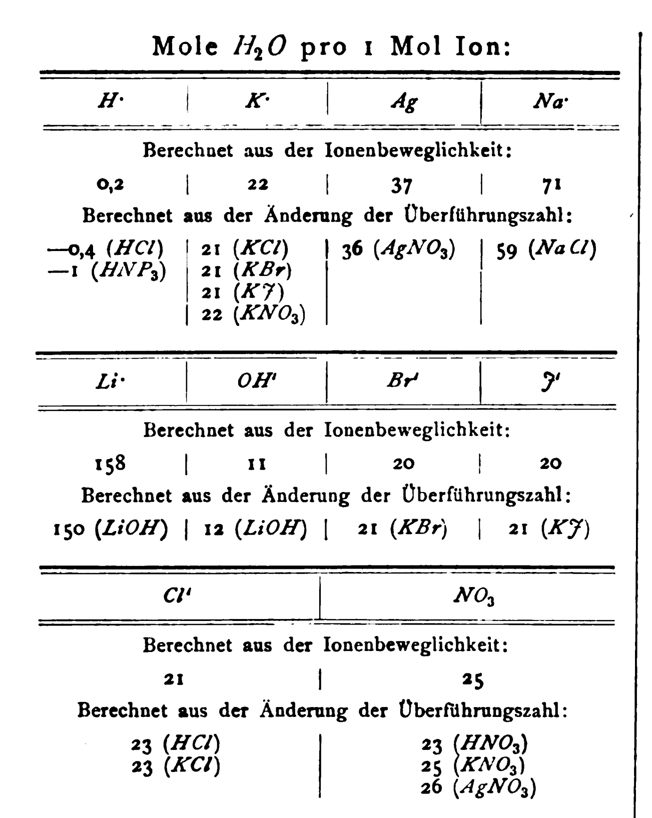
E. H. Riesenfeld (Freiburg i/Br.), Berechnung der Ionenhydratation aus der Überführungszahl und der Ionenbeweglichkeit.

Redner weist darauf hin, daß die Überführungszahl in verdünnten Lösungen nicht, wie man bisher angenommen hat, von der Konzentration unabhängig ist, sondern sich bei allen Elektrolyten, bei denen hinreichend genaue Beobachtungen vorliegen, stetig mit der Konzentration ändert. Und zwar zeigt sich bei allen Elektrolyten, deren Überführungszahl größer als 0,5 ist, eine Zunahme, bei allen, deren Überführungszahl kleiner als 0,5 ist, eine Abnahme der Überführungszahl mit der Konzentration. Diese Gesetzmäßigkeit läßt sich durch die Annahme erklären, daß die Ionen in wäßriger Lösung hydratisiert sind. Und zwar kann, wie eine einfache Berechnung zeigt, aus der Änderung der Überführungszahl mit der Konzentration direkt die Größe der Ionenhydratation ermittelt werden. Jedoch erhält man auf diese Weise zunächst nur die Differenz der Hydratation des An- und Kations.

Einen zweiten Weg zur Ermittlung der Ionenhydratation liefert die Anwendung des Stokesschen Satzes[1]), wobei die Ionen als Kugeln aufgefaßt werden, die sich in einer Flüssigkeit mit konstanter Geschwindigkeit fortbewegen. So erhält man einen Wert für das Verhältnis der Hydratation von An- und Kation. Durch Kombination der beiden Resultate kann man die Hydratation eines Einzelions berechnen. Und nachdem man auf diese Weise die Hydratation irgend eines beliebigen Ions absolut bestimmt hat, kann man sowohl aus der Änderung der Überführungszahl mit der Konzentration als auch aus der Ionenbeweglichkeit die Hydratation aller andern Ionen berechnen. Wie die folgenden Beispiele zeigen, stimmen die so aus zwei verschiedenen Messungsarten abgeleiteten Werte der Ionenhydratation hinreichend miteinander überein.

Die Werte zeigen, daß die Hydratation der meisten Ionen in wäßriger Lösung größer ist, als man bisher vermutet hatte. Auf Grund dieses Befundes muß man annehmen, daß die Ionen von einer großen Anzahl von Wassermole-

1) Camb. Phil. Trans. 9, 58, 1850.



Mole H_2O pro 1 Mol Ion:

$H^{\cdot}$	$K^{\cdot}$	Ag	$Na^{\cdot}$
Berechnet aus der Ionenbeweglichkeit:			
0,2	22	37	71
Berechnet aus der Änderung der Überführungszahl:			
—0,4 (HCl) —1 (HNP_3)	21 (KCl) 21 (KBr) 21 (KJ) 22 (KNO_3)	36 ($AgNO_3$)	59 ($NaCl$)

$Li^{\cdot}$	OH'	Br'	J'
Berechnet aus der Ionenbeweglichkeit:			
158	11	20	20
Berechnet aus der Änderung der Überführungszahl:			
150 ($LiOH$)	12 ($LiOH$)	21 (KBr)	21 (KJ)

Cl'	NO_3
Berechnet aus der Ionenbeweglichkeit:	
21	25
Berechnet aus der Änderung der Überführungszahl:	
23 (HCl) 23 (KCl)	23 (HNO_3) 25 (KNO_3) 26 ($AgNO_3$)

külen umgeben sind und unter dem Einfluß der elektrischen Kräfte mit diesen zusammen durch die Lösung wandern. Die Ionen in wäßriger Lösung gleichen also in Zusammensetzung und Größe gewissen, bisher nur in Gasen beobachteten Ionenarten.

Loth. Wöhler (Karlsruhe), Über eine neue Oxydationsstufe des Platins und ihr Oxyd.

Der Vortragende hatte früher festgestellt, daß sich bei der Dissoziation von Platinoxyd PtO_2, weder freies Pt_2O_3 noch PtO bildet, diese also höheren Sauerstoffdruck haben und nicht beständig sind, vielmehr nur in fester Lösung mit PtO_2 Beständigkeit erlangen. Diese feste Lösung entsteht auch bei der Oxydation von metallischem Platin in Luft oder Sauerstoff. Die Herstellung eines solchen Oxyds höheren Drucks und damit schnellerer Oxydationswirkung gelang durch Anwendung anodischen Sauerstoffdrucks, Erhöhung der Beständigkeit des gesuchten Oxyds azider Natur durch Alkali und sehr starke Kühlung der Reaktionsflüssigkeit — einer Lösung von reinem Platinoxydhydrat in Alkali. So wurde Platintrioxyd PtO_3 als anodischer Überzug, welcher in goldglänzenden amorphen Blättchen abrollte, erhalten. Ein konstanter Gehalt an Alkali ließ sich durch Säure entfernen.

Das Oxyd zersetzt sich beim Stehen in der Flüssigkeit zu Anfang rapide unter Sauerstoffentwicklung zu Dioxyd, allmählich, infolge fester Lösung wahrscheinlich, nur noch sehr langsam. Seine größere Oxydationswirkung, im Vergleich zu den bekannten Oxyden, zeigt sich durch die Chlorentwicklung aus Salzsäure und Abscheidung von Jod aus Jodkalium. Aus Farbe und Eigenschaften erhellt, daß es identisch ist mit den von Ruer und von Marie beobachteten anodischen schwachen Platinüberzügen, welche nach R. die Passivität des Platins bedingen; vielleicht auch ist dieses neue Oxyd in fester Lösung der Platinoberfläche die Ursache der Divergenz von Berechnung und Bestimmung des Potentiales der Sauerstoffelektrode in der Knallgaskette. Nicht in Betracht kommt es indessen für die Deutung der Hydroperoxydkatalyse, da es als anodisches Produkt ein gewöhnliches höheres Oxyd, nicht ein wirkliches Peroxyd ist, wie es nach des Vortragenden Anschauung die Katalyse bedingt. Das PtO_3 wirkt in der Tat auf Wasserstoffsuperoxyd nicht zersetzend ein.

Das Platinsesquioxydhydrat Pt_2O_3 konnte der Vortragende aus $PtCl_3$ als beständige Verbindung gewinnen, so daß durch Hydratation das unbeständige Pt_2O_3 beständig wird. $PtCl_3$ ließ sich als neue Substanz aus $PtCl_2$ durch Chlorierung, aus $PtCl_4$ durch Dissoziation gewinnen. Wie durch Hydratation das Sesquioxyd beständig wird, so macht Komplexbildung das beständige Sesquichlorid unbeständig, es zerfällt alsdann in die Seitenstufen. Durch sofortige Ausfällung des völlig unlöslichen Salzes der Sesquioxydstufe Cs_2PtCl_5 läßt sich indessen der Komplex erhalten, dessen Salz durch seine unerwartete grüne Farbe sich auszeichnet und mit Wasser in das gelbe unlösliche Cs_2PtCl_6 und das rote lösliche Cs_2PtCl_4 zerfällt. Trocken und im Dunkeln ist das Salz beständig, im hellen Sonnenlichte zerfällt es schon nach Sekunden, sichtbar durch Farbveränderung.

Richard Amberg (Bodio), Über eine neue Form des Siliziumkarbides, Silundum, ihre Darstellung und Verwendung.

Man kann häufig beobachten, daß kohlehaltige Materialien sich in Karbid verwandeln, ohne ihre Form zu verlieren. Diese Erscheinung hat Bölling benutzt, um Siliziumkarbid in vorher hergestellter äußerer Form zu erzeugen und demselben dadurch Verwendungsmöglichkeiten zu schaffen, die dem Karborundum bis jetzt verschlossen waren. Denn die großen Hoffnungen, die man neben seiner ausgedehnten Verwendung als Schleif- und Reduktionsmittel in die Verwertung der chemischen und thermischen Widerstandsfähigkeit verbunden mit elektrischer Leitfähigkeit des Karborundums setzte, hatten sich nur zum

Teil verwirklicht, weil es nicht gelungen war, dem Material eine ausreichende mechanische Festigkeit unter Wahrung einer chemisch homogenen Zusammensetzung zu verleihen. Das Silundum, das nun nach dem Verfahren von Bölling hergestellt wird, bedeutet einen beträchtlichen Fortschritt insofern, als es eine Silizium-Kohlenstoff-Verbindung, bezw. Lösung von weit größerer Kohäsion als die bis jetzt erhaltenen ähnlichen Körper darstellt.

Da der Wert der Rohstoffe im Verhältnis zum Energieaufwand bei der Herstellung sehr gering ist, so kommen als Erzeugungsstätten einstweilen nur unwirtliche Gegenden mit billigen Wasserkräften in Betracht. Hier werden die Kohlenstücke, denen man durch Pressen oder anderweitige Bearbeitung die gewünschte Form gegeben hat, in elektrischen Widerstandsöfen einfachster Art erhitzt und der Einwirkung des aus Karborund und Sand oder Kohle und Sand entwickelten Siliziums ausgesetzt.

Man erhält so, je nach Temperatur und Dauer der Einwirkung, ein grau bis metallisch aussehendes Siliziumkarbid mit einem Mehr- oder Mindergehalt an *Si* als der Formel entspricht, auch kann man bei beliebiger Eindringungstiefe den Prozeß unterbrechen und so nur einen Überzug von Silundum auf den betreffenden Gegenständen erzeugen (Demonstration).

Silundum leitet den elektrischen Strom, sein Widerstand ist bei Zimmertemperatur etwa 6 mal so groß wie derjenige von Kohle, der ebenfalls negative Temperaturkoeffizient des Widerstandes ist aber sehr klein, bei 1000^0 besitzt Silundum je nach seiner Beschaffenheit etwa $^1/_2$ bis $^2/_3$ des Widerstandes von Zimmertemperatur. Es verträgt lange Zeit hindurch Temperaturen von 1600^0, ohne zu kristallisieren, vorübergehend auch starke Überlastungen bis 1700^0, und in den meisten Fällen ist es nicht das Material selbst, sondern die Zuleitung, die dann zu versagen beginnt. Erst bei Dauerbelastung mit diesen extremen Temperaturen kristallisiert auch Silundum und wird dann als Stromleiter unbrauchbar. Es läßt sich auf Weißglut erhitzen und dann unmittelbar darauf in Wasser abschrecken, ohne zu zerspringen oder rissig zu werden (Demonstration). Bei noch frischem Material beobachtet man häufig bald nach der Herstellung ein Knacken ähnlich dem Springen von Glas, offenbar ein Ausgleich von Spannungen, jedoch sind noch nie daraufhin Risse oder Sprünge entdeckt worden und die Erscheinung ist zurzeit noch unaufgeklärt. Die chemischen Eigenschaften des Silundums sind die vom Karborundum her bekannten, so daß sich ein Eingehen darauf erübrigt.

Interessant ist eine weitere Idee des Erfinders, nämlich Koks nach einem entsprechenden Verfahren zu silizieren, was schon bei der von der Regenerativgasfeuerung erzielten Temperatur möglich ist, und dadurch den Stahlwerken ein Mittel in die Hand zu geben, sich ohne elektrische Energie ein Desoxydationsmittel mit mindestens 60 Proz. *Si* im eigenen Betriebe zu erzeugen.

Die Firma „Prometheus", Frankfurt a. M., die das alleinige Vertriebsrecht der Silundumprodukte besitzt, verwendet dieselben in erster Linie für den Bau von Heizapparaten für industrielle, häusliche und Laboratoriumszwecke. Die große Mannigfaltigkeit der möglichen Formen erklärt sich einmal daraus, daß die zu silizierende Kohle sich leicht bearbeiten läßt, zum andern aber auch daraus, daß es gelungen ist, ein Lötmittel für Silundum zu finden, mit welchem sich Rund- und Flachstäbe usw. zu beliebigen Heizelementen und Körpern zusammensetzen lassen. Als Elektrode für Metallelektrolyse ist Silundum in mehreren Fällen mit Erfolg benutzt worden. Versuche über seine Verwendung als Anode in der Chloralkalielektrolyse sind noch nicht abgeschlossen. Für andere elektrische Erhitzungsvorrichtungen, auch für Gasfeuerungen, bilden Muffeln, Platten, Rohre usw. einen wertvollen Bestandteil. Von der Luft werden sie auch bei den höchsten Temperaturen nur so weit angegriffen, daß sich eine dünne Haut von SiO_2 bildet, welche die eingeschlossenen Teile schützt.

Bei der Herstellung des Silundums kann nun flüssiges oder dampfförmiges Silizium in unmittelbarer Nähe des Kohlekörpers entstehen, denselben durchdringeu und sich bei geeigneter Temperatur mit demselben chemisch verbinden. Da Karborundum selbst eine viel geringere Durchlässigkeit für Silizium besitzt, so ist beim Betriebe die Aufmerksamkeit darauf gerichtet, nicht eher Karborundum entstehen zu lassen, als bis das Silizium genügend weit in den Kohlekörper eingedrungen ist. Durch Regelung der Temperatur hat man es gleichfalls in der Hand, ein Karbid mit überschüssigem Kohlenstoff oder eine Lösung von Silizium in Siliziumkarbid zu erzeugen, wie solche von Albro[1]) beschrieben sind.

W. J. Müller (Mülhausen i. E.), Über Passivität der Metalle.

Versuche über das anodische Verhalten von Thalliumelektroden ergaben, daß diese in alkalischen, neutralen und sauren Lösungen ähnliche Erscheinungen zeigen. Bei niedrigen Stromdichten geht das Metall einwertig in Lösung, bei höheren höherwertig — wahrscheinlich zweiwertig —, durch Hydrolyse bildet sich

1) Electrochemical Met. Ind. **3**, 459—463, 1905.

dann Oxyd und es tritt dann Unlöslichwerden der Elektrode ein, die beiden letzteren Vorgänge zeigen die für Passivität typischen hysteretischen Stromspannungskurven. Dabei existiert für die einwertig in Lösung gehende, also aktive Elektrode ein Gebiet, wo die Stromstärke unabhängig von der angelegten Spannung konstant bleibt, dies ist auf eine Bedeckung der Elektrode mit Salz zurückzuführen. Erst dadurch wird die nach der Elektronenauffassung notwendige, passivierende Stromstärke hervorgebracht, so daß hier der merkwürdige Fall eintritt, daß bei gleichbleibender angelegter Spannung die passive Elektrode mit größerer Stromstärke in Lösung geht als die aktive, weil eben an der blanken passiven Elektrode der Übergangswiderstand der Salzhaut nicht mehr vorhanden ist. Auch Eisen zeigt in schwefelsaurer Lösung nach Versuchen des Verfassers, sowie von Fredenhagen und Alvarez ähnliche Erscheinungen. Alle diese Erscheinungen lassen sich am einfachsten durch die Elektronentheorie der Passivität darstellen und bilden neue Argumente gegen die Oxydschicht- und Sauerstoffschichttheorie der Passivität.

Max Trautz (Freiburg i. Br.), Beitrag zur chemischen Kinetik.

Die Gleichung der Gleichgewichtsisotherme und der Geschwindigkeitsisotherme liegt vor im Massenwirkungsgesetz von Guldberg und Waage:

$$\frac{dc}{dt} = k_1 (A_1)^{\nu_1} \cdot (A_2)^{\nu_2} \cdots - k_2 (A_1')^{\nu_1'} (A_2')^{\nu_2'} \cdots.$$

Dagegen kennt man erst die Isochoren-Gleichung des Gleichgewichts (van't Hoff), nicht aber die der Reaktionsgeschwindigkeit. Diese soll bestimmt werden, d. h. die Geschwindigkeitskonstante k soll als Temperaturfunktion bestimmt werden. Ausgangspunkt ist van't Hoffs Isochoren-Gleichung für Gase

$$\frac{d \ln k}{dT} = \frac{Q}{RT^2} = \frac{d \ln k_2}{dT} - \frac{d \ln k_1}{dT}.$$

Die Größen k_1 und k_2 kann man entweder als „Koeffizienten" auffassen und das kinetische Massenwirkungsgesetz als rein empirische Formel, was hier nicht geschieht. Oder aber, man faßt die physikalische Bedeutung von k_2 und k_1 entsprechend der kinetischen Vorstellung. Dann hängt k_1 nur von den Stoffen der Reaktion, k_2 nur von denen der Gegenreaktion ab. Läßt sich dann Q zerlegen in Summanden, deren eine Gruppe nur von den Stoffen der Reaktion, deren andere nur von den Stoffen der Gegenreaktion abhängt und von denen keiner von beiden Teilreaktionen zugleich oder von keiner der beiden Teilreaktionen abhängt, dann lassen sich die beiden Gruppen eindeutig dem k_2 und k_1 zuordnen. Dann zerfällt also die Gleichgewichtsisochorengleichung in zwei Geschwindigkeitsisochorengleichungen.

Diese Zerlegung ist möglich und sei zuerst die Temperatur so gewählt, daß für die gesättigten Dämpfe aller beteiligten Stoffe ausreichend die Gasgesetze gelten. Dann ergibt sich für Gase aus dem ersten Hauptsatz

$$Q = Q' + \Sigma \nu (\lambda - RT),$$

worin $\lambda - RT$ die um die äußere Arbeit korrigierte Verdampfungswärme, Q' die Wärmetönung zwischen den betreffenden kondensierten Formen und $\Sigma \nu$ in der bekannten symbolischen Bedeutung zu nehmen. Ferner

$$Q' = Q_0' + \Sigma \nu \int c_f \, dT,$$

worin c_f die Molarwärmen der kondensierten Formen, Q_0' die Wärmetönung zwischen diesen Stofformen bei $T = 0$. Endlich, wie durch einen Kreisprozeß leicht einzusehen,

$$Q_0' = -\Sigma \nu q_0',$$

wo q_0' die Bildungswärme der kondensierten Stoffe aus ihren kondensierten Atomen bei absolut 0. Setzt man diese Ausdrücke in die Isochorengleichung ein und nimmt den Clausius-Clapeyronschen Satz

$$\lambda - RT = \frac{d \ln C}{dT} RT^2$$

hinzu, so ist bei Integration

$$k_1 = \varkappa \cdot \frac{e^{-\frac{\Sigma \nu_1 q_0'}{RT}} \cdot e^{-\frac{\Sigma \nu'}{R} \int \left(\frac{dT}{T^2} \int c_f \, dT \right)}}{C_{a_1}^{\nu_1} \cdot C_{a_2}^{\nu_2} \cdots}.$$

Die Integrationskonstante $\varkappa$ muß wegen des Nernstschen Theorems $\Sigma_{\nu i} = \mathfrak{J}$ für inverse Reaktionen identisch sein, also für das Gleichgewicht herausfallen, was nicht wohl möglich wäre, wenn wir zur Ableitung unserer Gleichung nicht mit Thermodynamik und Massenwirkungsgesetz allein auskämen. Nach einer Vermutung von van't Hoff wäre sie für alle Reaktionen identisch. Damit wären Reaktionsgeschwindigkeiten in absolutem Maß vorausberechenbar.

Der Temperaturkoeffizient wird

$$\frac{k_{T+10}}{k_T} = \frac{(C_{a_1}^{\nu_1} \cdot C_{a_2}^{\nu_2} \cdots)_T}{(C_{a_1}^{\nu_1} \cdot C_{a_2}^{\nu_2} \cdots)_{T+10}} \cdot e^{-\frac{10 \Sigma \nu_1 q_0'}{RT(T+10)}} \cdot e^{-\left[\frac{\Sigma \mu}{R} \left(\frac{dT}{T^2} \int c_f \, dT \right) \right]_T^{T+10}}$$

hier fällt also $\varkappa$ ebenfalls heraus. Diese Gleichung enthält alle bisherigen Erfahrungen über den Temperaturkoeffizienten. Er sinkt im allgemeinen mit der Reaktionsordnung wegen des ersten Faktors, mit der Temperatur wegen des ersten und zweiten Faktors, kann wegen des dritten auch steigen, falls die Molarwärme mit steigender Temperatur abnimmt.



Hier liegt, da die Gleichungen für Reaktionen in Lösungen ganz ähnlich gebaut sind, nur außerdem noch Eigenschaften des Lösungsmittels enthalten, wohl die theoretische Ursache für Maxima des Temperaturkoeffizienten bei Esterverseifung, über die von Trautz und Volkmann berichtet wurde. Ferner zeigt die Gleichung, daß $\frac{k_{T+10}}{k_T}$ im allgemeinen um so kleiner wird, je größer die Reaktionsgeschwindigkeit und damit zugleich je kleiner $\Sigma \nu_1 q_0'$, d. h. je „endothermer" die Ausgangsstoffe. Die R.G.T.-Regel wurzelt also nur darin, daß die Absolutwerte von k uns nur in einem zu engen Bereich zugänglich sind. Weiteres s. Zeitschr. f. phys. Chem. **66**, 496—511, 1909.

Bei Reaktionen in Lösungen tritt statt $\frac{1}{(C_{a_1})^{\nu_1}}$ jeweils $\frac{v(1, x)_1}{(1+xy)_1}$ ein, welche Größe das Volum gesättigter Lösung von 1 Mol a_1 im Lösungsmittel xy die Anzahl Mole Lösungsmittel, die sich in 1 Mol des Stoffes lösen, bedeutet. Auch die Molarwärme ist dann zu ersetzen durch Wärme desjenigen Volums gesättigter Lösung, worin 1 Mol des betreffenden Stoffs enthalten. Voraussetzung ist, daß die gegenseitige Löslichkeit von Stoff und Lösungsmittel nur gering, Verdünnungswärmen also sehr klein sind und daß für alle Komponenten der Verteilungssatz gilt. Die Geschwindigkeitskonstante in der Lösung ist gleich der im Gasraum, dividiert durch ein Produkt von Verteilungskoeffizienten. Bei Lösungen können Maxima oder Minima der Temperaturkoeffizienten auch von der Eigenart und der Löslichkeitskurven herrühren. Lösbarkeit schwächt die Reaktionsfähigkeit der gelösten Stoffe (vergl. Thieles Partialvalenzen). Bei Lösungen tritt keine neue Integrationskonstante auf.

Läßt man nun die Voraussetzung der Gültigkeit der Gasgesetze für alle Dämpfe fallen, wählt man also beliebige Temperaturen, so folgt, wenn der erste Hauptsatz in etwas anderer Reihenfolge angewandt wird:

$$k_1 = e^{\frac{\Sigma \mu}{TR}(\lambda_0 - q_0')} \cdot e^{-\frac{\Sigma \nu_1}{R}\int\left(\frac{dT}{T^2}\int c_v dT\right)} \cdot \varkappa'$$

wo jetzt λ_0 die Verdampfungswärme bei der absoluten Temperatur 0, c_v die Molarwärme der Gase bei konstantem Volum und $\varkappa'$ das Produkt von $\varkappa$ mit $e^{\Sigma \nu_1 i}$, d. h. mit der Exponentialfunktion des Teils der Nernstschen Isochoren-Integrationskonstante, der sich auf die Teilreaktion k_1 bezieht. Die letzte Gleichung gilt, soweit das Massenwirkungsgesetz Geltung hat. Fürs Gleichgewicht fällt $\varkappa$, für den Temperaturkoeffizienten $\varkappa'$ weg. Zahlenmaterial wird demnächst publiziert.

Die Resultate sind also kurz folgende:

Nur gestützt auf Thermodynamik und kinetisches Massenwirkungsgesetz mit der Voraussetzung, daß diese beiden ausreichen, wurde der Temperaturkoeffizient $\frac{k_{T+10}}{k_T}$ für Gasreaktionen streng entwickelt als eine nunmehr bekannte Funktion thermischer Stoffkonstanten, die sich teils direkt, teils indirekt bestimmen lassen. Für Lösungen mußte zum selben Erfolg noch die Gültigkeit des Verteilungssatzes als Bedingung auftreten. Für die Vorausberechnung von Gleichgewichten — sogar ohne jede direkte Kenntnis der Wärmetönung, denn diese ist nunmehr nach dem ersten Hauptsatz aus den q_0' berechenbar — kam noch das Nernstsche Wärmetheorem hinzu. Die maßgebenden thermischen Stoffeigenschaften sind: Bildungswärmen der kondensierten Stoffe aus den Atomen bei $T=0$, Molarwärme der Gase oder der kondensierten Stoffe (bezw. bei Lösungen spezifischer Wärme der gesättigten Lösung von 1 Mol), Dampfdrücke oder Verdampfungswärme bei der absoluten Temperatur 0 (bezw. bei Lösungen Konzentration gesättigter Lösungen von 1 Mol). Der Temperaturkoeffizient erwies sich als Funktion der absoluten Größe von k, mit deren Zunahme er im allgemeinen sinkt. Die R.G.T.-Regel wurde auf die Enge des uns zugänglichen Bereichs von k-Werten zurückgeführt. Umkehrpunkte in der Kurve für $\frac{k_{T+10}}{k_T}$ wurden vorausgesehen dort, wo Molarwärmen mit steigender Temperatur fallen oder Löslichkeiten geeignet verlaufen. Damit ist auch die Kinetik, wie bisher nur die Dynamik bis zu der Grenze geführt, von wo zunächst nur Zustandsgleichungen weiter führen, denn wir kennen nunmehr die Gleichung auch für die Isochore der Reaktionsgeschwindigkeit.

H. S. Hatfield (Jena), Praktische Ampère-Stunden-Normalien[1]).

Trotz der großen praktischen Wichtigkeit der Messung von Coulomb- oder Ampère-Stunden besitzen wir bis jetzt keine anerkannten praktischen Normalien, die in bezug auf Eichfähigkeit und Beständigkeit dem Manganinwiderstand und Normalelement gleichwertig sind. Die bisherigen Voltameter, z. B. Silber-Voltameter, haben viele Nachteile; ihre Anwendung ist beschränkt, denn es sind nicht Instrumente, die geprüft oder amtlich geeicht werden können. Mechanische Zähler sind zu ungenau und zu kompliziert und veränderlich für wissenschaftliche Zwecke. Verfasser meint, daß allseitig in Glas verschlossene Voltameter, deren Wirkung auf der elektrolytischen Übertragung

1) Mitteilung aus dem Glaswerk Schott & Gen., Jena.

einer Flüssigkeit oder eines Gases beruht, zu dem erwähnten Zweck sich sehr gut eignen. Die Ablesung solcher Voltameter geschieht durch unmittelbare Beobachtung des Volumens der ausgeschiedenen Substanzen. Die erreichbare Genauigkeit ist, wissenschaftlich gesprochen, nicht sehr hoch, sie beträgt unter gewöhnlichen Umständen etwa 0,1 bis 0,2 Proz., aber dagegen sind unsichtbare Störungen des Instrumentes kaum denkbar. Der Vortragende beschreibt das von ihm verbesserte Quecksilber-Voltameter (als Verbrauchsmesser unter dem Namen Stia-Zähler von der Firma Schott & Gen. in Jena in Deutschland eingeführt), ein Wasserstoff-Voltameter von Hookham und Holden — bisher nicht praktisch brauchbar gefunden — und ein neues von ihm erfundenes Brom-Voltameter, dessen Prinzip sich auf die elektrolytische Übertragung vieler anderer nichtleitender Körper, z. B. Cl_2, O_2, S, J anwenden läßt. Mit dem Quecksilber-Voltameter erreicht man eine Empfindlichkeit von etwa 0,01 A.-S. pro Millimeter Teilstrich, mit dem Brom-Voltameter etwa 0,00015 Amp.-Stunden pro Millimeter Teilstrich. Beide lassen sich für jede Stromstärke durch Anwendung von passenden Nebenschlüssen gebrauchen. Die chemische Unveränderlichkeit des Quecksilberzählers ist von Sir W. Ramsay mit befriedigenden Ergebnissen untersucht worden und nach längerer Untersuchung hat die Phys. Techn. Reichsanstalt eine zeitweilige Zulassung zur Beglaubigung erteilt.

R. Schenck (Aachen), Chemische Gleichgewichte bei metallurgischen Reaktionen.

Auf die Frage nach den gegenseitigen Beziehungen zwischen Metall, Oxyd und gasförmigem Sauerstoff vermag wenigstens, was die qualitative Seite anbetrifft, die Phasenregel Auskunft zu geben. Da es sich um ein System aus zwei Komponenten handelt, so ergibt sich für den Fall, daß Oxyd und Metall als nicht mischbare Phasen vorliegen, als Gleichgewichtsbedingung eine eindeutige Abhängigkeit zwischen der Temperatur und dem Druck. Die Oxyde spalten sich in ihre Elemente, solange der Partialdruck des Sauerstoffs in der über ihnen lagernden Atmosphäre kleiner ist als diese Tension, sie oxydieren sich, wenn er größer ist. Bei den edleren Metallen lassen sie sich meist messen, bei den unedlen ist dies nicht mehr möglich, weil die Sauerstofftensionen zu gering sind. Hier hilft das Nernstsche thermodynamische Theorem, nach dem sich die Dissoziationen aus den Verbrennungswärmen und den thermischen Konstanten der an der Umsetzung beteiligten Stoffe durch Rechnung finden lassen. Stahl und v. Jüptner haben hiernach die Werte für die wichtigsten Metalle berechnet.

Die erste Phase der Sulfidverhüttung, das Rösten, ist im wesentlichen auch ein Oxydationsprozeß. Es lassen sich Bedingungen angeben, unter denen entweder nur Sulfat, basisches Sulfat, Oxyd oder Metall neben dem Sulfid bestehen kann, ohne zu reagieren.

Auch bei dem für die Herstellung des Eisens in Betracht kommenden Systeme: Eisenoxyduloxyd, Eisen, Kohlenstoff und Gas finden wir umkehrbare Prozesse. Bei der Einwirkung der beiden Oxyde des Kohlenstoffs auf Eisen ist das Gleichgewicht charakterisiert durch ein bestimmtes Mischungsverhältnis dieser Gase. Größere Kohlenoxydkonzentration verursacht eine Reduktion, und eine Vermehrung der Kohlensäure bewirkt eine Oxydation des Metalles. Diese Tatsache hat große Bedeutung für den Hochofenprozeß. Es ist nicht möglich, die gesamte Menge des Kohlenoxydes in ihm für die Reduktion nutzbar zu machen. Die Kohlenoxydmenge in den Hochofengasen läßt sich eben nicht unter die Gleichgewichtsgrenze herabdrücken. Diese einfachen Beziehungen sind bei der Reduktion des Eisens nicht immer klar zu erkennen, weil noch andere Umsetzungen eintreten. Das Kohlenoxyd ist ein labiler Stoff, der bei Gegenwart von Katalysatoren, zu denen auch das metallische Eisen gehört, in Kohlenstoff und Kohlensäure nach der Gleichung $2CO = C + CO_2$ gespalten werden kann.

Schließlich kann das Eisen unter Einwirkung des Kohlenoxyds noch in Karbid übergeführt werden. Dieses setzt sich mit Eisenoxydul, Kohlenstoff und den Gasen ebenfalls ins Gleichgewicht.

Diese verschiedenen Systeme sind näher untersucht worden und dabei zeigte sich, daß zur direkten Zementierung des Metalles ein an Kohlenoxyd reiches Gasgemisch nötig ist, und daß es leichter ist, Oxydul in Karbid als das Metall in Zementit zu verwandeln. Weiter konnte bei Temperaturen, bei denen noch keine Mischkristallbildung von Eisen mit Zementit statthat, festgestellt werden, daß die Einwirkung der verschiedenen Faktoren so geleitet werden kann, daß entweder Zementit neben Kohlenstoff, reines Eisen, Eisen mit Kohlenstoff, reines Oxydul, Oxydul mit Kohlenstoff, reines Oxyduloxyd oder Oxyduloxyd mit Kohlenstoff als Endprodukt der Reaktion auftreten. Untersuchungen über diese Gleichgewichtsverhältnisse bei Gegenwart von Eisen-Zementit-Mischkristallen sind noch im Gange.

R. Schenck (Aachen), Über die Abweichungen vom Wiedemann-Franzschen Gesetz bei festen metallischen Lösungen.

Redner sucht die starke Abnahme der elektrischen Leitfähigkeit bei verschiedenen Legie-

rungen aus den Anschauungen der kinetischen Elektronentheorie zu erklären. Sie könnte dann bedingt sein durch Verminderung von freien Elektronen, oder einen vergrößerten Reibungswiderstand, den die Mischung von gelösten Molekülen und Elektronen gegenüber reinen Elektronen besitzen würde; in ähnlicher Weise wie die Reibung der Kohlendioxydmoleküle durch die Reibung leicht beweglicher Wasserstoffmoleküle vergrößert wird.

Unter Zugrundelegung der van't Hoffschen Lösungstheorie kommt man zu folgender Betrachtung. In einer Legierung, die Mischkristalle ihrer Komponenten gelöst enthält, sind nicht nur die Leitungselektronen, sondern auch die gelösten Moleküle die Träger der kinetischen Energie.

Bei reinen Metallen, in denen die Träger der kinetischen Energie mit denen der Ladung identisch sind, folgt aus der Drudeschen Gleichung:

$$\frac{\lambda}{\varkappa} = \frac{4}{3}\left(\frac{\alpha}{e}\right)^2 \cdot T$$

die Gültigkeit des Wiedemann-Franzschen Gesetzes, also ist $\frac{\lambda}{\varkappa}$ bei gegebener Temperatur für alle Metalle eine konstante Größe. Dagegen kann bei festen Lösungen diese Beziehung nicht mehr gelten, da außer den Elektronen als Trägern der kinetischen Energie auch die gelösten Moleküle als solche in Betracht kommen. Der Wert des Verhältnisses $\frac{\lambda}{\varkappa}$ wird deshalb mit zunehmender Konzentration größer.

In der für Legierungen modifizierten Drudeschen Gleichung:

$$\frac{\lambda}{\varkappa} = \frac{4}{3}\left(\frac{i \cdot \alpha}{e}\right)^2 \cdot T$$

setzt Schenck

$$i = \frac{N_e + N_\mu}{N_e},$$

in der N_μ die Zahl der im Liter gelösten Moleküle, N_e die Zahl der im Liter gelösten Elektronen bedeutet. Dividiert man beide Gleichungen durcheinander, so erhält man:

$$i = \frac{N_e + N_\mu}{N_e} = \sqrt{\left(\frac{\lambda}{\varkappa}\right)_{\text{Leg.}} : \left(\frac{\lambda}{\varkappa}\right)_{\text{Met.}}}$$

N_μ ist durch Analyse zu ermitteln, während $\frac{\lambda}{\varkappa}$ für Metalle und $\frac{\lambda}{\varkappa}$ für Legierungen durch unmittelbare Messung zu erhalten sind. Man hat somit eine Methode, die Zahl der Elektronen direkt ohne Einführung einer unbekannten Konstante zu finden. C. Hardebeck[1]), der mit der Ausführung dieser Versuche betraut war, fand einmal, daß der Wert $\frac{\lambda}{\varkappa}$ mit zunehmender Konzentration steigt, und kam sodann bei der Anwendung oben entwickelter Gleichung zu mit den Drudeschen genügend übereinstimmenden Werten.

E. Gumlich (Charlottenburg), Über die Messung hoher Induktionen und über einige physikalische Eigenschaften von Eisen-Silizium-Legierungen.

Die Physikal.-Techn. Reichsanstalt hat vor einigen Jahren Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen der Magnetisierbarkeit und der chemischen Zusammensetzung sowie der thermischen Behandlung von Eisenlegierungen begonnen. Im Verlauf der Versuche, welche namentlich einen bedeutenden Einfluß der im Eisen gelösten Gase und deren Beseitigung durch Glühen der Proben im Vakuum erkennen ließen, stellte es sich als erwünscht heraus, die magnetischen Untersuchungen bis zur Grenze der Sättigung auszudehnen, die bei weichen Materialien etwa bei einer Feldstärke $H = 2000$, bei kohlenstoffreicheren und namentlich gehärtetem Material aber wesentlich höher liegt.

Als Methode empfahl sich die Ewingsche „Isthmusmethode", welche darin besteht, daß die Kraftlinien eines starken Elektromagnets mittels zweier mit den Spitzen gegeneinander gerichteten Doppelkegel in einem dünnen und und kurzen Stäbchen (Isthmus) konzentriert werden, das die Spitzen der Kegel verbindet. Der Isthmus ist mit zwei Spulen von je einer Lage umgeben, von denen die eine dem Eisen direkt anliegt, während die andere durch einen kleinen Zwischenraum davon getrennt ist. Je nachdem man nun entweder nur die innere oder beide Spulen gegeneinander geschaltet mit einem ballistischen Galvanometer verbindet, erhält man beim Drehen des Doppelkegels um 180^0 Ausschläge, die der im Stäbchen herrschenden Induktion bezw. der dicht daneben vorhandenen Feldstärke proportional sind; letztere kann aber mit der Feldstärke im Stäbchen identifiziert werden.

Diese ursprüngliche Ewingsche Anordnung hatte hauptsächlich den Übelstand, daß für jede neue Messung ein vollständiger Doppelkegel mit Spule angefertigt werden mußte. Dies ließ sich dadurch vermeiden, daß man die beiden Kegelstümpfe und die beiden Spulen stets wieder verwendete, dagegen das Stäbchen (Isthmus) auswechselbar machte. Durch Ver-

1) C. Hardebeck, Dr. Ing., Dissertation, Aachen 1909. Über das Verhalten einiger Legierungen zum Gesetze von Wiedemann und Trautz.

längerung des Stäbchens wurde zwar die höchste erreichbare Magnetisierung verringert, dafür aber konnten die Messungen infolge der Vergrößerung der Windungszahl der Meßspulen bei wesentlich niedrigeren Feldstärken begonnen werden, so daß ein direkter Anschluß an die Messungen mit dem Joch und damit eine erwünschte Kontrolle für die Richtigkeit der Messungen gegeben war.

Es ist gelungen, die Methode auch auf die Untersuchungen von Dynamoblech auszudehnen, indem man mehrere schmale Blechstreifen mittels erwärmter Hausenblase unter mäßigem Druck aufeinander kittet und dann rund schleift.

Der Vortragende gab zunächst in Tabellenform eine Übersicht über die magnetischen Messungen an einer Anzahl sehr verschiedener Eisensorten, welche teils mehrfach im Vakuum geglüht, teils gehärtet worden waren. Besonderes Interesse erregte hierbei ein von Prof. Dr. Franz Fischer in Berlin hergestelltes Elektrolyteisen, das nach dem Glühen außerordentlich günstige magnetische Eigenschaften zeigte.

Die Untersuchung einer Reihe von Proben mit einem bis zu 8 3 Proz. steigendem Siliziumgehalt ergab, daß die Sättigungswerte bis zu etwa 5 Proz. direkt proportional dem *Si*-Gehalt abnehmen, woraus der Schluß zu ziehen ist, daß die günstige Beeinflussung der Magnetisierbarkeit des Eisens durch *Si*-Zusatz nur eine indirekte sein kann.

Der spezifische elektrische Widerstand nimmt ebenfalls bis 5 Proz. *Si* proportional dem *Si*-Gehalt zu, der Temperaturkoeffizient des Widerstandes etwa nach Art einer hyperbolischen Kurve regelmäßig ab, nur die höchste Legierung von 8,3 Proz. *Si* fällt überall aus dieser Gesetzmäßigkeit heraus; der Grund dafür ist noch nicht sichergestellt.

Der Einfluß der in den Proben noch vorhandenen nicht unbeträchtlichen Verunreinigungen namentlich an *C* etc. wird später durch besondere Messungen ermittelt werden.

A. L. Bernoulli (Aachen), Die optischen Konstanten einiger fester metallischer Lösungen.

Redner berichtet über eine Bestimmung der optischen Konstanten (Brechungsexponent und Absorptionsindex) einiger fester metallischer Lösungen. Als Material dienten Proben eben derselben verdünnten festen Lösungen, deren thermisches und elektrisches Leitvermögen von Schenck und Hardebeck gemessen wurde. Aus den Messungen ergab sich zwar eine merkliche Änderung der optischen Konstanten der Legierungen im Vergleich mit denjenigen der reinen Lösungsmittel (Kupfer, Silber, Kadmium), dagegen waren die nach Drude aus den optischen Konstanten berechneten Elektronenzahlen p (Zahl der freien Elektronen dividiert durch die der nicht ionisierten Metallatome) innerhalb der Versuchsfehler identisch mit den von Drude aus seinen Messungen für das reine Lösungsmittel berechneten p-Werten. Die abnorme Steigerung des Ohmschen Widerstandes fester metallischer Lösungen relativ zum Widerstand des reinen Lösungsmittels darf somit keinesfalls durch eine entsprechende Verminderung des Gehalts der Lösung an freien Elektronen erklärt werden. Die optischen Konstanten wurden nach derselben Methode bestimmt, welche der Vortragende zur Bestimmung der Dispersion reiner Metalle aus Reflexionsmessungen mit polarisiertem Licht im ganzen sichtbaren Bereich des Spektrums ausgearbeitet hatte. Die Methode empfiehlt sich außer durch die damit erreichbare Genauigkeit noch durch die Einfachheit der dazu nötigen Apparate, die Ergebnisse der Messung sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

$\lambda = 578\ \mu\mu$ — *Hg* — Gelb

Legierung	Haupteinfallswinkel φ	Hauptazimut $\overline{\psi}$	Brechungsindex n	Absorptionsindex k	Elektronenzahl p
Ag (Drude)	75°42′	43°35′	0,181	20,21	1,06
Ag (Feinsilber gegoss.)	75°36′	43°37′	0,182	20,69	1,15
Ag + 2,73 *Tl* . . .	76°30′	42°39′	0,332	12,16	1,31
Ag + 4,76 *Tl* . . .	77°15′	42°11′	0,423	10,14	1,46
Ag + 4 Proz. *Sn* . .	76°41′	37°36′	1,050	3,79	1,46
Cd (Drude)	79°22′	38°52′	1,130	4,43	2,50
Cd + 5,14 Proz. *Hg* .	78°45′	35°00′	1,686	2,75	1,60
Cd + 10 Proz. *Hg* . .	78°34′	40°20′	0,786	6,08	1,34
Cu (Drude)	71°35′	38°57′	0,640	4,09	0,47
Cu + 5 Proz. *Sn* . .	77°04′	40°44′	0,630	6,66	1,00
Cu + 3,11 Proz. *Zn* .	77°04′	41°36′	0,503	8,39	0,96
Cu + 5,0 Proz. *Zn* . .	77°12′	42°01′	0,446	9,57	1,00
Cu + 3,94 Proz. *Ni* .	76°42′	38°47′	0,886	4,54	0,97
Cu + 17,3 Proz. *Ni* .	77°26′	34°31′	1,567	2,61	1,23

K. Bornemann (Aachen), Über den Einfluß des Wasserstoffsuperoxyds auf die Eigenschaften des Platins.

Blankes Platin, das im frisch geglühten Zustande unter stürmischer Sauerstoffentwicklung Wasserstoffsuperoxyd zersetzt, verliert unter dem Einfluß von Wasserstoffsuperoxyd seine katalytischen Fähigkeiten so weitgehend, daß es nach einigem Verweilen in Wasserstoffsuperoxydlösungen keine sichtbare Sauerstoffentwicklung mehr verursacht. Das Platin hat einen völlig neuen katalytisch inaktiven Zustand angenommen, welcher nur durch Ausglühen völlig wieder beseitigt werden kann. Anodische Polarisation oder starke Oxydationsmittel be-

wirken teilweise Reaktivierung (schwache Sauerstoffentwicklung in Wasserstoffsuperoxydlösungen).

Dieses inaktivierte Platin zeigt auch elektrochemisch verändertes Verhalten. Unter Berücksichtigung dieser Tatsache gelang es, 1. das bisher nur sehr roh meßbare Reduktionspotential des Wasserstoffsuperoxyds mit einiger Annäherung festzulegen (und zwar zwischen eine obere und eine untere Grenze einzuschließen) zu —0,665 ±0,025 Volt, gemessen gegen Wasserstoff in gleicher *H*-Ionen-Konzentration. 2. Wurde gefunden, daß mit Wasserstoffsuperoxyd vorbehandeltes Platin nicht mehr den gewöhnlich beobachteten anodischen Zersetzungspunkt bei etwa —1,08 Volt, sondern einen solchen bei —1,23 Volt zeigt. Dieser Wert ist identisch mit dem indirekt bestimmten reversiblen Sauerstoffpotential. Ob die direkte Messung dieses längst gesuchten Potentials hiermit realisiert, oder ob der beobachtete Knickpunkt auf einen sekundären anodischen Vorgang zurückzuführen ist, ließ sich nicht mit Sicherheit entscheiden.

Der durch Wasserstoffsuperoxyd auf Platin erzeugte Zustand besteht wahrscheinlich im Bedecken des Metalles mit einem sogenannten antozoniden Körper, welcher durch denselben O_2-Komplex wie der des Wasserstoffsuperoxyds charakterisiert ist. Auf fein verteiltes Platin wirkt Wasserstoffsuperoxyd nicht ein. Dieser Unterschied von blankem Platin ist jedoch rein quantitativ erklärbar. Unter geeigneten Umständen kann man daher auch die Bildung dieses antozoniden Körpers auf fein verteiltem Platin annehmen. Es konnte plausibel gemacht werden, daß in Anwesenheit gewisser Platingifte derartig geeignete Umstände vorliegen. Somit ergibt sich eine neue Möglichkeit, um die Wirkungsweise der sogenannten Platingifte zu erklären.

R. Marc (Jena), Über die Kristallisation aus wäßrigen Lösungen.

Es wurde durch neuere Versuche die Erfahrung[1]) bestätigt, daß Kaliumsulfat aus seiner Lösung mit einer Geschwindigkeit ausfällt, die innerhalb der Genauigkeit des Experiments dem Quadrat der Übersättigung proportional ist. Eine Anzahl anderer Stoffe wurde untersucht und für dieselben das gleiche Geschwindigkeitsgesetz als geltend gefunden. Es sind dies Kalium- und Ammoniumalaun, Kaliumbichromat und Silberazetat. Es wurde zunächst eine Reihe verschiedener Versuche ausgeführt, um zu zeigen, daß der Vorgang der Kristallisation dem von Noyes und Nernst für die Auflösung gegebenen Diffusionsgesetz nicht gehorcht.

1) Zeitschr. f. phys. Chem. 61, 381, 1907.

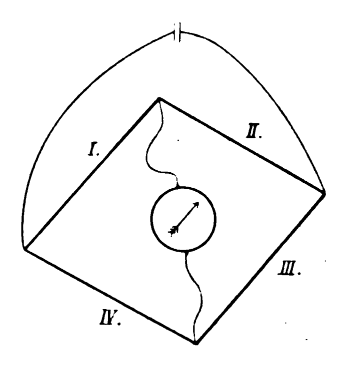
Es geht dies daraus hervor, daß der Vorgang der Auflösung bei gleicher Oberfläche und gleichem Abstand vom Gleichgewicht viel rascher verläuft als der Vorgang der Kristallisation (3—10 mal so rasch), und daß verschiedene Stoffe an gleichen Oberflächen bei gleichem Grade der Übersättigung mit ganz verschiedenen Geschwindigkeiten kristallisieren.

Gleich nach dem Einbringen der Keime in die übersättigte Lösung vollzieht sich ein Vorgang, der außerordentlich rasch verläuft, und in einer starken Entziehung von Salz aus der Lösung besteht. Die in der ersten halben Minute abgeschiedene Substanzmenge ist bisweilen 4—5 mal so groß als der Geschwindigkeit entsprechen würde. Nach einer halben Minute ist aber der Verlauf bereits vollständig normal geworden. Es wurde vermutet, daß diese primäre Stoffentziehung durch einen Adsorptionsvorgang bewirkt wird, und die adsorbierte Menge durch Rückwärtsextrapolieren berechnet. Sie erwies sich als der absoluten Konzentration angenähert proportional. Es wurde daher der Einfluß von stark adsorbierbaren Zusätzen auf die Kristallisationsgeschwindigkeit untersucht und gefunden, daß Farbstoffe, die die Kristalle anfärben, auch die Geschwindigkeit sehr stark beeinflussen, ja den Vorgang der Kristallisation fast ganz zum Stillstand bringen können, während nicht anfärbende ihn nicht merklich beeinflussen. Die Farbstoffe wurden in sehr kleinen Mengen angewandt (ca. 0,05 Proz.) auch der Kristallhabitus der aus Lösungen mit anfärbendem Farbstoff gezogenen Kristalle ist außerordentlich stark verändert.

Es ist daher anzunehmen, daß sich an der Grenze zwischen Kristall und Lösung eine Schicht höherer Konzentration, eine adsorbierte Schicht, befindet.

M. Seddig (Frankfurt a. M.), Ein neues Bolometer.

Die bisherige typische Bolometerschaltung war die in nachstehender Figur schematisch wiedergegebene, wo entweder ein Zweig (z. B. I) oder zwei gegenüberliegende (z. B. I und III) an den Ort der zu messenden Temperatur ge-



bracht wird, während die anderen Zweige auf konstanten oder in bestimmter Weise variierenden Temperaturen gehalten werden.

Bei der hier zu beschreibenden neuartigen Kombination werden die einzelnen Zweige aus Materialien von positiven und negativen Temperaturkoeffizienten ihrer elektrischen Leitfähigkeit gebildet; und zwar werden die einander gegenüberliegenden Zweige I und III der Figur z. B. aus Material von positivem, die beiden anderen Zweige II und IV aus Material von negativem Temperaturkoeffizienten hergestellt.

Werden bei dieser Anordnung sämtliche Zweige einer Temperaturänderung unterworfen, z. B. einer Temperaturerhöhung, so nimmt in den Zweigen I und III der Widerstand ab, während er in II und IV zunimmt, was eine Änderung des Brückenstromes zur Folge hat. Geeignete Materialienpaare sind z. B. Eisen und Kohle.

Nach entsprechender Eichung kann ein solches Bolometer, dessen sämtliche Zweige der zu messenden Temperatur ausgesetzt werden, als absolutes Temperaturmeßinstrument benutzt werden, ganz ähnlich wie ein Thermometer.

Das eine Zweigpaar kann, bei Beanspruchung niedrigerer Empfindlichkeit, aus Material vom Temperaturkoeffizienten Null bestehen.

Dadurch, daß es bei diesem Bolometer nicht nötig ist, einen oder mehrere Zweige auf konstanter Temperatur zu halten, wird ein sehr leichtes Arbeiten mit diesem Instrumente erzielt. Außerdem ist die Empfindlichkeit dieses Bolometers eine größere.

(Eingegangen 24. Juni 1909.)

BESPRECHUNGEN.

Chr. Ries, Die elektrischen Eigenschaften und die Bedeutung des Selens für die Elektrotechnik. gr. 8. 95 S. Berlin-Nikolassee, Administration der Fachzeitschrift „Der Mechaniker". 1908. M. 3.—

Das Buch gibt in seinem Hauptteil eine gute und wohlgeordnete Übersicht über das, was man bisher über die physikalischen und physikalisch-chemischen Eigenschaften des Selens zutage gefördert hat; namentlich berücksichtigt es ausführlich die neuen wichtigen Arbeiten von Marc[1]), Sperling[2]) und Ries[3]) selbst.

Wir kennen drei Formen des Selens: I. amorphes, II. rotkristallinisches, III. graukristallinisches Selen. Hiervon ist III die physikalisch so interessante lichtempfindliche Form. Ihre Entstehungsbedingungen sind von Marc in einer Reihe sorgfältiger Arbeiten untersucht worden. Dabei wurde auf mehreren Wegen das Vorhandensein von zwei Modifikationen der Form III nachgewiesen, IIIa, welche bei 130^0 ihren Umwandlungspunkt hat und eine sehr geringe Leitfähigkeit mit negativem Temperaturkoeffizienten besitzt, IIIb, welche bei 200^0 ihren Umwandlungspunkt und große Leitfähigkeit mit positivem Temperaturkoeffizienten hat. Bei irgendeiner Temperatur stellt die Form III ein Gleichgewicht zwischen IIIa und IIIb dar, welches sich allerdings nur sehr langsam einstellt, so daß bei schneller Abkühlung von hoher Temperatur aus meist unstabile Formen gebildet werden. Zusätze haben großen Einfluß auf die Vorgänge und wirken zum Teil als Katalysatoren für die Erreichung des Gleichgewichtes, letzteres besonders Silber. Diese unstabilen Formen machen es verständlich, warum Selenzellen meist so überaus unzuverlässige und unkonstante Apparate sind. Ries findet, daß außerdem vor allen Dingen die Anwesenheit von Feuchtigkeit einen außerordentlich großen Einfluß auf die Art und die Stabilität der gebildeten Modifikationen hat.

Entsprechend ist das Verhalten der Modifikation dem Licht gegenüber: Rasch gekühlte Präparate zeigen zunächst kleinen Widerstand und kleine Lichtempfindlichkeit. Indem sie allmählich in den Gleichgewichtszustand übergehen, wird die Leitfähigkeit kleiner, die Lichtempfindlichkeit größer.

Sperling hat namentlich die Dynamik der Lichtempfindlichkeit durch oszillographische Messungen eingehend erforscht. Er hat untersucht 1. die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Belichtungsintensität für bestimmte Wellenlängen; 2. die Abhängigkeit der mit 1. erhaltenen Kurven von der Wellenlänge. Hierdurch ergibt sich die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Wellenlänge, nachdem die verwendeten Intensitäten in absolutem Maße gemessen sind; 3. die Kinetik des Einstellungsvorganges der Zelle auf den Widerstandswert, den sie schließlich bei konstanter Belichtungsintensität annimmt; 4. die Abhängigkeit aller dieser Vorgänge von der Temperatur.

Obwohl von ganz verschiedenen Gesichtspunkten aus unternommen, laufen doch die Untersuchungen der drei Bearbeiter in einem einheitlichen theoretischen Bilde zusammen, so daß durch diese neueren Arbeiten in das dunkle Gebiet der Selenlichtempfindlichkeit Helle zu

1) Die physikalisch-chemischen Eigenschaften des metallischen Selens (76 S. Hamburg und Leipzig. 1907).
2) Vom Referenten angeregte Dissert. Göttingen 1908.
3) Vergl. diese Zeitschr. 1907 u. 1908.

kommen beginnt. Der Augenblick, über die bisherigen Forschungsergebnisse in einer Monographie Parade abzuhalten, war sicherlich gekommen. Man sieht so, wo noch Lücken sind, wo und wie man die Hebel einzusetzen hat, um das Geheimnis der so einzig dastehenden Eigenschaft des Selens vollständig und endgültig zu lüften. Jeder, der sich wissenschaftlich oder praktisch mit der Selenfrage beschäftigt, wird Herrn Ries für seine Zusammenstellung dankbar sein, zumal er ein vollständiges chronologisch geordnetes Literaturverzeichnis beigegeben hat. Im zweiten Teil wird schließlich eine Übersicht über die technischen Anwendungen der Selenzelle gegeben.

H. Th. Simon.

Siegfried Valentiner, Vektoranalysis. 163 S. kl. 8. Sammlung Göschen, No. 354. Mit 11 Figuren. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung. 1907. Gebunden M. 0,80

Die Vektorenrechnung ist heute ein so wichtiges Werkzeug der Technik und der Naturwissenschaften geworden, daß jeder Beitrag zur Verbreitung ihrer Kenntnis mit Freuden zu begrüßen ist. Was das Büchlein von Valentiner auszeichnet, ist vor allen Dingen der geringe Umfang. Gar mancher schreckt davor zurück, sich mit einer ihm neuen Hilfsdisziplin, und sei sie noch so wertvoll, vertraut zu machen, wenn er zu diesem Zwecke gezwungen ist, umfangreiche Spezialwerke durchzuarbeiten. Hier füllt nun ein Buch, wie das vorliegende, eine empfindliche Lücke in glücklichster Form aus. Mancher wird aber gerade aus dem Studium dieses kleinen Büchleins die Anregung schöpfen, sich eingehender mit dem Gegenstande zu beschäftigen und die größeren Fachwerke zu studieren. — Sehr erfreulich ist es auch, daß der Verfasser den Anwendungen auf physikalische Probleme einen breiten Raum gewährt hat.

Max Iklé.

G. Eichhorn, Vererbung, Gedächtnis und transzendentale Erinnerungen vom Standpunkte des Physikers. 8. IX u. 116 S. Stuttgart, J. Hoffmann. 1909. M. 2.50

Die vorliegende Schrift stützt sich auf die Hypothese, daß die Materie sich aus im Äther eingelagerten Elektronen aufbaut, ja daß die Elektronen selbst nur differenzierte Ätherzustände sind. Diese physikalische Anschauung verwendet der Verfasser zur Erklärung biologischer Erscheinungen, insbesondere der Vererbung und des Gedächtnisses, indem er behauptet, daß die eigentliche Ursache dieser Vorgänge nicht in der Körpersubstanz des lebenden Wesens selbst, sondern außerhalb derselben in einem Mechanismus im Äther zu suchen sei (siehe z. B. S. 16). Jedoch dürften diese hoch metaphysischen Erörterungen von oft mystischer Färbung (vgl. besonders den Abschnitt über „transzendentale Erinnerungen"!) nur den theoretischen Physiologen interessieren.

F. Jüttner.

M. v. Rohr, Die binokularen Instrumente. Nach Quellen bearbeitet. gr. 8. VIII u. 223 S. mit 90 Figuren und 1 Tabelle. Berlin, Julius Springer. 1907. M. 6.—

Nach Absicht des Verfassers soll das vorliegende Werk in erster Linie den historischen Zweck verfolgen, übersehene Prioritätsrechte der älteren Generation festzustellen und immerwährende Nacherfindungen zu vermeiden. Zweitens legt er aber größten Wert darauf, zu betonen, daß alle Instrumente für subjektiven Gebrauch ohne Ausnahme binokular eingerichtet werden können.

Das lehrreiche und temperamentvoll geschriebene Buch wird sicher dazu beitragen, „den binokularen Instrumenten ihre richtige Stellung im System der Optik zu erringen."

Cl. Schaefer.

M. Abraham u. A. Föppl, Theorie der Elektrizität. I. Bd.: Einführung in die Maxwellsche Theorie der Elektrizität. Mit einem einleitenden Abschnitte über das Rechnen mit Vektorgrößen in der Physik. Dritte Auflage. gr. 8. XVIII u. 460 S. mit 11 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden M. 12.—.

Die 2. Auflage, bzw. die erste von Abraham besorgte Auflage, dieses vortrefflichen Werkes habe ich vor einigen Jahren in dieser Zeitschrift (6. Jahrgang, S. 527; 1905) ausführlich angezeigt, so daß ich hier nur auf das Erscheinen einer neuen Auflage hinzuweisen brauche. Daß eine solche nach relativ kurzer Zeit notwendig war, beweist am besten, daß das Buch zahlreiche Freunde gewonnen hat. — Der Inhalt ist unverändert geblieben; die Veränderungen sind pädagogischer bzw. technischer Natur und müssen durchaus als Verbesserungen anerkannt werden.

Cl. Schaefer.

P. Stephan, Die technische Mechanik. Elementares Lehrbuch für mittlere maschinentechnische Fachschulen u. Hilfsbuch f. Studierende höherer technischer Lehranstalten. II. Teil: Festigkeitslehre und Mechanik der flüssigen und gasförmiger Körper. gr. 8. VIII u. 332 S. mit 200 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1906. Gebunden M. 7.—

Der vorliegende zweite Teil des Stephan-

schen Lehrbuches umfaßt die Festigkeitslehre und die Mechanik der flüssigen und gasförmigen Körper. Es nimmt aber insofern speziell auf die Bedürfnisse der Maschinentechniker Rücksicht, als viele der maschinentechnischen Praxis entnommenen Beispiele für die komplizierte Beanspruchung von Maschinenteilen genau erörtert werden. —

Aufgefallen ist mir die unrichtige Angabe, daß das mechanische Wärmeäquivalent $^1/_{424}$ sei (im Vorwort steht richtig 424)! Daß der Verf. übrigens 424 kgm statt 427 kgm angibt, und auch veraltete Werte für die Gaskonstanten R benutzt, ist nicht zu billigen. — Im übrigen dürfte das klar und anspruchslos geschriebene Buch seinen Zweck erfüllen. Cl. Schaefer.

M. Planck, Das Prinzip der Erhaltung der Energie. (Wissenschaft und Hypothese. VI.) 2. Auflage. 8. XVI u. 278 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. Gebunden M. 6.—

Plancks bekanntes Buch „Das Prinzip der Erhaltung der Energie" liegt nunmehr in zweiter, im wesentlichen unveränderter Auflage vor. Ich darf mich deshalb für den Leser dieser Zeitschrift mit einem Hinweis darauf begnügen. Cl. Schaefer.

R. Baire, Leçons sur les théories générales de l'analyse. Tome I: Principes fondamentaux. — Variables réelles. Tome II: Variables complexes. — Applications géométriques. gr. 8. XX u. 579 S. Paris, Gauthier-Villars. 1908.

Das vorliegende Lehrbuch wendet sich, wie mir scheint, nur an den Mathematiker vom Fach, weniger jedenfalls an die Mathematik als Hilfswissenschaft betreibender Naturwissenschaftler. Ich darf mich daher wohl damit begnügen, eine Inhaltsangabe des Werkes zu geben.

Bd. I: Kap. I: Irrationale Zahlen, Grenzen, Stetigkeit.
Kap. II: Ableitungen und Integrale der Funktionen mit reellen Veränderlichen.
Kap. III: Anwendungen, Erweiterung des Begriffes „Integral".
Bd. II: Kap. IV: Analytische Funktionen.
Kap. V: Differentialgleichungen.
Kap. VI: Geometrische Anwendungen.
Kap. VII: Elliptische Funktionen.

Die Darstellung ist mit möglichster Strenge gegeben; da sie recht abstrakt ausgefallen ist, dürfte das Buch den Physiker und namentlich den Physik-Studierenden relativ wenig interessieren und ihm auch in mancher Hinsicht zu wenig bieten. Doch liegt mir daran, zu betonen, daß es mir vollkommen fern liegt, den Wert des Buches für den Fachmathematiker irgendwie zu bezweifeln; vielmehr halte ich mich dazu für durchaus inkompetent.

Cl. Schaefer.

D. Hilbert, Grundlagen der Geometrie. 3., durch Zusätze und Literaturhinweise von neuem vermehrte und mit 7 Anhängen versehene Auflage. (Wissenschaft und Hypothese, VII. Band.) 8. VI u. 279 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. Gebunden in Leinw. M. 6.—

Seit das vorliegende bahnbrechende Werk im Jahre 1899 zum ersten Male erschien, hat es den Ausgangspunkt für eine weitgehende Entwickelung der Lehre von dem System der geometrischen Axiome gebildet. Dies zeigt sich in der jetzigen 3. Auflage schon äußerlich dadurch an, daß der ursprüngliche Text nur S. 1 bis 120 umfaßt, während der ganze übrige Teil, S. 121 bis 279, von den später zugefügten Anhängen eingenommen wird. In einer Zeit, in der die Prinzipien der Physik so vielfach diskutiert werden, bietet diese Untersuchung der Grundlagen der Geometrie, die ja selbst wieder Grundlage der exakten Naturwissenschaft ist, auch für den Physiker ein hohes Interesse.

F. Jüttner.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: Dr. J. Fischer und Dr. Johannes Oswald Müller an der Universität Bonn für Mathematik.

Ernannt: Als etatsmäßige Professoren an der neuerrichteten Technischen Hochschule zu Breslau der a.o. Professor an der Universität Breslau Dr. Richard Abegg für physikalische Chemie, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Aug. Hilpert für Elektrotechnik, der ord. Honorarprofessor an der Universität Greifswald Dr. Wilhelm Semmler für organische Chemie, der Privatdozent an der Universität Berlin Dr. Alfred Stock für anorganische Chemie, — der Lecturer an der Universität St. Andrews James Colquhoun Irvine zum ord. Professor für Chemie ebenda (an Stelle von Professor Thomas Purdie), Dr. A. Lapworth zum Professor für anorganische Chemie an der Universität Manchester, der Professor der Experimentalphysik an der Columbia-Universität Ernest F. Nichols zum Präsidenten des Dartmouth-College in Newyork, der Oberingenieur Rudolf Dub in Wien zum ord. Professor für Maschinenbau an der Deutschen Technischen Hochschule in Brünn, der Privatdozent für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Karlsruhe Professor Ole Sivert Bragstad zum ord. Professor an der Technischen Hochschule zu Drontheim.

Verliehen: Den Fellows of the Royal Society in London Professor für Physik J. Larmor und Professor für Chemie T. E. Thorpe die Würde eines Knights („Sir").

Gestorben: Der Professor der Geologie an der Universität Neapel und Direktor des Vesuv-Observatoriums und Kabinetts für terrestriale Physik Vittorio Raffaele Matteucci, der Professor der Industriechemie und Direktor des Chemischen Instituts Georg Arth in Nancy, der Privatdozent der Chemie an der Deutschen Technischen Hochschule zu Brünn Dr. Richard Ehrenfeld.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 16. | 15. August 1909. Redaktionsschluß für No. 17 am 16. August 1909. | 10. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Anfangsgeschwindigkeiten der durch ultraviolettes Licht erzeugten Elektronen.

Von Albert W. Hull.

Lenard[1]) war der erste, der die Anfangsgeschwindigkeiten untersuchte, mit denen Elektronen von einer Metallplatte ausgeschleudert werden, die mit ultraviolettem Licht beleuchtet wird. Er fand, daß die Geschwindigkeiten sich mit der Natur des belichteten Metalls und der Lichtquelle änderten, dagegen von der Lichtstärke unabhängig waren. Er folgerte hieraus, daß der Effekt auf Resonanz beruhen müsse, daß aber die Energie der Elektronen größtenteils innerhalb des Atoms ihren Ursprung haben müsse und die Resonanz dabei nur eine entbindende Rolle spiele. Ladenburg[2]) untersuchte die Natur dieser Resonanzwirkung eingehender und fand, daß die Maximalgeschwindigkeit der emittierten Elektronen für ein gegebenes Metall der Schwingungszahl des einfallenden Lichtes direkt proportional war. Späterhin zeigten dann Ladenburg und Markau[3]), daß in einem bestimmten Spektralgebiete sämtliche freiwerdenden Elektronen Geschwindigkeiten haben, die zwischen engen Grenzen liegen. Sie schlossen daraus, daß jede Wellenlänge solche Elektronen frei macht, deren Schwingungszahl zu der des Lichtes in einer bestimmten Beziehung steht, und deren Anfangsgeschwindigkeiten infolgedessen entweder gleich sind oder nahe um einen Mittelwert herum liegen.

Das Wellenlängengebiet, das die zuletzt genannten Forscher angewandt haben, lag zwischen $\lambda = 2000$ Å.-E. und $\lambda = 2700$ Å.-E. Die Wichtigkeit der Ergebnisse läßt es wünschenswert erscheinen, daß sie für ein breiteres Spektralgebiet bestätigt würden. Die vorliegende Veröffentlichung enthält einen Bericht über einschlägige Versuche im Gebiete der von Schumann entdeckten kurzwelligen Strahlen.

Die allgemeine Methode ist dieselbe, die Lenard sowie Ladenburg und Markau benutzt haben. Die Lichtquelle war eine inwendig kapillare Entladungsröhre von der Art, wie sie Lyman[1]) bei seinen spektroskopischen Untersuchungen angewandt hat. Sie war mit Wasserstoff oder mit Kohlensäure bis auf etwa 1 mm Druck gefüllt und durch eine Flußspatplatte verschlossen. Verschiedene Wellenlängen erhielt ich durch Einschaltung verschiedener Absorptionsschirme zwischen die Entladungsröhre und die photoelektrische Zelle.

Ehe ich die endgültigen Experimente beschreibe, muß ich ein Wort über einige erfolglose Versuche sagen. Es war mir nicht möglich, mit der von Ladenburg und Markau zur Verhinderung der Reflexion von Elektronen angewandten Hilfsfeldmethode unter Verwendung eines Apparates, der dem in der Fig. 4 ihrer Arbeit[2]) abgebildeten genau ähnlich war, Resultate zu erlangen, die mit ihren vergleichbar wären. Der Elektronenstrom nahm fortgesetzt und rasch mit der Potentialdifferenz zwischen der belichteten Platte und dem Drahtnetz zu, bis diese Potentialdifferenz einen Wert von ungefähr 40 Volt erreichte. Von diesem Punkte an blieb der Strom praktisch gesättigt, ein Zeichen dafür, daß die unvollkommene Sättigung bei niedrigerem Potential nicht von einem unzulänglichen Vakuum herrührte. Sie ließe sich durch die Annahme erklären, daß die photoelektrische Elektronenstrahlung seitens einer

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. (4) **2**, 359, 1900; **8**, 149, 1902.
2) E. Ladenburg, diese Zeitschr. **8**, 590, 1907.
3) Ladenburg u. Markau, diese Zeitschr. **9**, 821, 1908.

1) T. Lyman, Astrophys. Journ. **23**, 189, 1906.
2) Ladenburg u. Markau, a. a. O.



polierten Platte diffus ist, wie dies Lenard für die von einer mit Lampenruß bedeckten Platte ausgehende Elektronenstrahlung nachgewiesen hat. Diese Annahme würde indessen die von Ladenburg und Markau beobachtete Sättigung nicht erklären.

Die schließlich angenommene Methode war folgende:

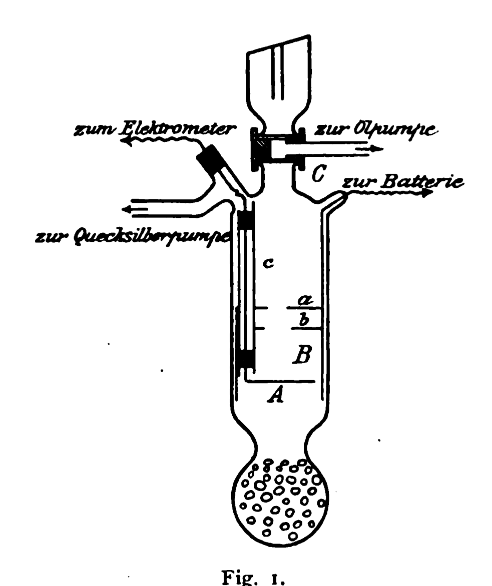


Fig. 1.

Das von einer inwendig kapillaren Entladungsröhre ausgehende Licht geht durch eine Schirmzelle C (vgl. Fig. 1) von 1 cm Länge, die durch Flußspatfenster verschlossen ist, dann durch die Diaphragmen a und b, und fällt danach auf die isolierte Elektrode A. Diese wird von einem Stiel gehalten, der durch Bernsteinpfropfen in der Messingröhre c geht, mittels Bernstein und Siegellack in das Glasrohr eingesetzt ist und mit einem Dolezalekschen Elektrometer in Verbindung steht. Die Diaphragmen a und b sind mit dem Messingzylinder B verbunden, der seinerseits isoliert ist und auf bekannte Potentiale aufgeladen werden kann. Sämtliche Teile von B und A sind über einer Azetylenflamme berußt. Im unteren Ende des Glasrohres, das die Elektroden enthält, befinden sich 10 gr Kokosnußkohle, die während des Auspumpens erhitzt werden, so daß nach der Abkühlung der Druck 0,001 mm beträgt. Dann wird das Rohr von der Pumpe abgeschmolzen und bis über den Rand des Zylinders B in flüssige Luft getaucht. Dadurch wird eine Diffusion von Gas aus dem Ruß an den Elektroden verhindert und ein hochgradiges Vakuum gewährleistet.

Um die Anfangsgeschwindigkeiten der Elektronen zu bestimmen, lade ich B auf geringe negative Potentiale und messe den Strom zwischen A und B mit dem Elektrometer. Es werden nur solche Elektronen imstande sein, aus A zu entweichen, für welche der Quotient aus der anfänglichen kinetischen Energie und der Ladung die Potentialdifferenz zwischen A und B übertrifft. Die Elektrometerausschläge werden daher der Anzahl der Elektronen proportional sein, für welche die Energie per Ladungseinheit[1]) das entsprechende Potential von B übersteigt. Das Maximum der Energie, welches irgendwelche Elektronen besitzen, wird das Potential sein, das eben hinreicht, um zu verhindern, daß einige von ihnen entweichen; es wird durch den Punkt bestimmt, in welchem die in den Figuren 2, 3 und 4 wiedergegebenen Kurven die Gerade berühren, welche den beständigen negativen Elektrizitätsverlust infolge reflektierten Lichtes darstellt. Aus den Werten der Energie kann man ohne weiteres die Geschwindigkeit ermitteln, wenn man den bekannten Wert für $\frac{e}{m}$ einsetzt.

Ich machte den Versuch zunächst mit Wasserstoffüllung der Entladungsröhre. Wenn die Schirmzelle C entluftet ist, so wirft die Wasserstoffentladung auf A Licht von allen Wellenlängen bis hinab zu $\lambda = 1230$ Å.-E., das heißt bis zur Grenze der Durchlässigkeit des weißen Flußspats[2]). Füllt man die Zelle mit Luft von Atmosphärendruck, so schneidet man praktisch alles Licht unterhalb $\lambda = 1710$ Å.-E. ab[3]). Auf diese Weise erhält man zwei bestimmte Spektralgebiete. Nun ist der Effekt ohne Luft in der

Tabelle I.

Potential von B in Volt	Negativer Elektrizitätsverlust von A in (Coulomb/Minute) $\cdot 10^{-8}$			
	H_2-Licht		CO_2-Licht	
	ohne Luftschirm	mit Luftschirm	ohne Luftschirm	mit Luftschirm
−6	−2	−0,072	−0,27	−0,065
−4	−1,5	−0,059	−0,23	—
−3,5	−1,25	—	—	—
−3,0	−0,05	0,002	−0,17	—
−2,5	2,0	0,077	−0,08	−0,063
−2,0	5,7	-0,185	0,38	−0,041
−1,5	11,2	0,340	1,12	0,039
−1,0	20,8	0,640	2,59	0,367
−0,5	30,5	1,14	4,95	1,18
0	39,8	1,99	7,00	2,09
+0,5	42,5	2,15	7,53	2,26
+1	42,5	2,15	7,62	2,22
+2	43,6	2,12	7,67	2,23
+4	45,0	2,20	7,66	2,31
+6	44,0	2,18	7,63	2,33

1) Der Kürze halber werde ich im folgenden die Energie per Ladungseinheit einfach als „Energie der Elektronen" bezeichnen.
2) Siehe T. Lyman, Astrophys. Journ. **25**, 45, 1907.
3) Siehe T. Lyman, Astrophys. Journ. **27**, 87, 1908.

Schirmzelle 25 mal so stark wie mit Luft, das heißt, die Elektronen, welche von Wasserstofflicht von größerer Wellenlänge als $\lambda = 1710$ Å.-E. erzeugt werden, machen nur 4 v. H. der Gesamtzahl aus. Wir können daher annehmen, daß dieses Gebiet der kürzeren Wellenlängen sich von $\lambda = 1230$ Å.-E. bis $\lambda = 1710$ Å.-E. erstreckt.

Die Ergebnisse sind in Tabelle I und in Fig. 2 dargestellt.

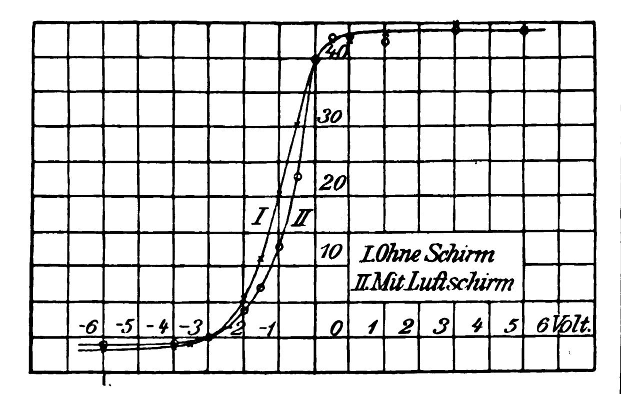


Fig. 2.

Die Ordinaten der Kurve II sind in solchem Maßstabe vergrößert, daß ihr Maximum, das die Gesamtzahl der durch das Licht entbundenen Elektronen darstellt, mit dem Maximum der Kurve I zusammenfällt. Während die beiden Kurven eine etwas verschiedene Verteilung der Geschwindigkeiten aufweisen, die auf eine verhältnismäßig größere Anzahl Elektronen mit hoher Geschwindigkeit bei Licht von höherer Schwingungszahl schließen läßt, ist die Höchstgeschwindigkeit in beiden Kurven dieselbe. Es schien danach, daß sich die von Ladenburg entdeckte Proportionalität zwischen der Geschwindigkeit der Elektronen und der Schwingungszahl des sie erzeugenden Lichtes nicht bis zu diesen kurzen Wellenlängen erstreckt. Die kürzeste Wellenlänge in dem nicht abgeschirmten Lichte wurde nämlich auf $\lambda = 1230$ Å.-E. geschätzt, die in dem abgeschirmten Lichte auf $\lambda = 1710$ Å.-E.; die Höchstgeschwindigkeiten hätten also in beiden Fällen sehr verschieden sein müssen.

Ich änderte dann den Versuch in der Weise ab, daß ich die Entladungsröhre mit Kohlensäure füllte, und erhielt nunmehr abweichende Resultate. Es zeigte sich ein ausgeprägter Unterschied zwischen den Höchstwerten, wie aus der zweiten Hälfte der Tabelle I und aus Fig. 3 hervorgeht. Ohne den Luftschirm beträgt die maximale Energie der Elektronen ungefähr 3,3 Volt, mit dem Schirme nur 2,5 Volt. Nehmen wir die kürzeste Wellenlänge im Spektrum der Kohlensäure zu etwa $\lambda = 1480$ Å.-E. und die Grenze der Absorption in Luft zu $\lambda = 1710$ Å.-E. an, so sind die reziproken Werte dieser Wellenlängen den Höchstgeschwindigkeiten proportional, das heißt, den Quadratwurzeln aus den oben angegebenen Höchstwerten der Energie, und das steht mit der Hypothese von Ladenburg in Einklang.

Das brachte mich auf den Gedanken, daß die Ergebnisse mit Wasserstofflicht vielleicht so zu erklären wären, daß ein kleiner Betrag sehr kurzwelligen Lichtes durch die Luft in der Schirmzelle hindurch gelangt. Lyman[1]) hat gezeigt, daß die Absorption der Luft die Gestalt einer Bande hat, die sich für eine Luftsäule von 0,91 cm Länge bei Atmosphärendruck von etwa $\lambda = 1710$ Å.-E. bis $\lambda = 1270$ Å.-E. erstreckt. Die brechbarere Grenze der Bande ist so undeutlich, daß Schumann sie auf einer photographischen Platte überhaupt nicht zu entdecken vermochte[2]). Aber der photoelektrische Effekt ist vermutlich empfindlicher als eine photographische Platte, zumal für die kürzesten Wellenlängen. Wie Ladenburg gezeigt hat, nimmt er nämlich mit abnehmender Wellenlänge sehr schnell zu. Die Ordinaten der Kurve II in Fig. 2 sind übrigens fünfundzwanzigfach vergrößert. Eine sehr geringe Lichtmenge zwischen $\lambda = 1270$ Å.-E. und $\lambda = 1230$ Å.-E. könnte somit genügend Elektronen von hoher Geschwindigkeit erzeugen, um die Gestalt des unteren Teiles der Kurve II zu verändern, und da die kürzeste Wellenlänge, nämlich $\lambda = 1230$ Å.-E., dieselbe ist wie ohne den Luftschirm (Kurve I), so würde die Höchstgeschwindigkeit in beiden Fällen dieselbe sein.

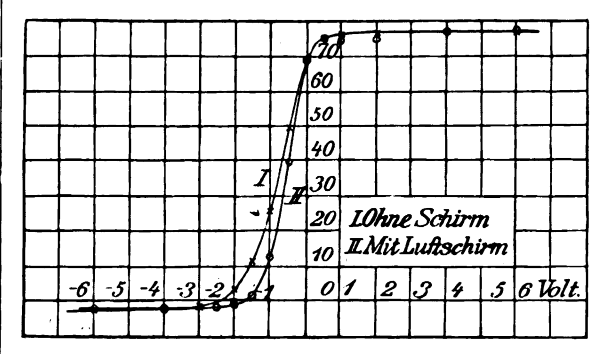


Fig. 3.

Um diesen Punkt nachzuprüfen, löste ich die Entladungsröhre von der Flußspatplatte, welche die Schirmzelle C bedeckt, und ver-

1) T. Lyman, Astrophys. Journ. **27**, 103, 1908.
2) V. Schumann, Smithsonian Contributions, No. 1413.

schloß sie mit einer besonderen Flußspatplatte. Ich ordnete sie dann in vertikaler Stellung so an, daß ich sie genügend anheben konnte, um zwischen sie und die Zelle C eine 1,5 mm starke Quarzplatte einzuschalten. Lyman[1]) hat nachgewiesen, daß Quarz bei dieser Schichtdicke alles Licht unterhalb $\lambda = 1450$ Å.-E. absorbiert.

Tabelle II.

Potential von B in Volt	Negativer Elektrizitätsverlust von A in (Coulomb/Minute)·10^{-9}	
	1,5 mm Quarz	1,5 mm Quarz + 1,5 cm Luft
−6	−0,88	−0,034
−4	−0,79	−0,036
−3	−0,78	−0,031
−2,5	−0,285	−0,030
−2,0	1,52	−0,029
−1,5	5,55	0,009
−1,0	12,3	0,223
−0,5	21,5	0,845
0	37,4	1,86
+0,5	—	2,11
+1,0	40,3	2,14
+2,0	42,1	2,17
+3,0	—	2,18
+4,0	42,5	2,20
+6,0	43,8	2,17

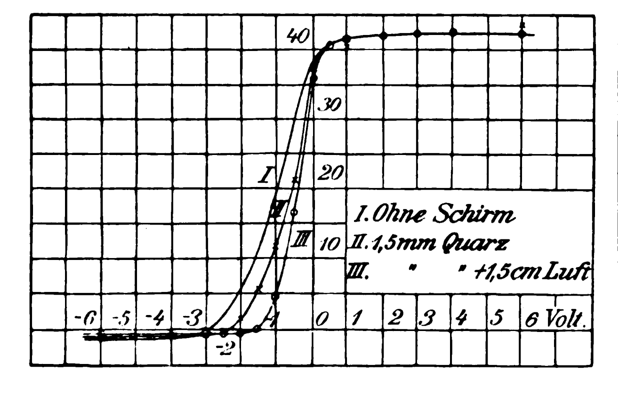


Fig. 4.

Die mit dem Quarz gewonnenen Ergebnisse sind in Tabelle II und in Fig. 4 dargestellt. Die absoluten Werte lassen sich mit denen der Tabelle I nicht vergleichen, da die Intensität des Lichtes nicht dieselbe war. Der Ordinatenmaßstab ist für die verschiedenen Kurven in dieser Figur, wie in den früheren, so gewählt worden, daß ihre Maxima zusammenfallen. Kurve I gibt die Geschwindigkeiten ohne den Quarz und mit entlufteter Zelle C wieder; es ist dieselbe Kurve wie Kurve I in Fig. 2 und ist hier zum Vergleich wiederholt worden. Sie zeigt ein Energiemaximum von ungefähr 3,5 Volt, das durch Licht von $\lambda = 1230$ Å.-E. hervorgerufen wird. Die Kurve II wurde mit dem Quarz, aber ohne Luft in der Schirmzelle gewonnen; sie ergibt ein Energiemaximum von etwa 3 Volt, das von Licht von $\lambda = 1450$ Å.-E. bis 1500 Å.-E., der Durchlässigkeitsgrenze des Quarzes, herrühren muß[1]). Kurve III zeigt die Wirkung von Quarz und Luftschirm zugleich. Sie entspricht denselben Verhältnissen wie Kurve II in Fig. 2, abgesehen davon, daß die kleine Lichtmenge zwischen $\lambda = 1270$ Å.-E. und $\lambda = 1230$ Å.-E. hier durch den Quarz ausgeschlossen wird. Das Energiemaximum beträgt jetzt etwa 2,4 Volt und muß von Licht von $\lambda = 1710$ Å.-E., von der weniger brechbaren Begrenzung der Absorptionsbande der Luft, herrühren.

Die genauen Werte der Energiemaxima lassen sich schwer bestimmen, aber die Punkte, an denen der Elektrometerausschlag Null ist, und wo die Kurven die Abszissenachse schneiden, lassen sich leicht bis auf 0,01 Volt genau bestimmen. Da nun wahrscheinlich bei jedem Versuch verhältnismäßig dieselbe Lichtmenge reflektiert wird, so werden die durch diese Punkte dargestellten Potentiale den wahren Maximis nahezu proportional sein. Ich werde deshalb diese Werte benutzen, um die Proportionalität zwischen der Schwingungszahl des Lichtes und der Geschwindigkeit der Elektronen zu prüfen, und werde sie in Tabelle III als Maximalenergie bezeichnen.

Wenn die Ergebnisse Ladenburgs in diesem Gebiete gelten, so müssen die Höchstwerte der Energie und die kürzesten Wellenlängen in dem sie erzeugenden Lichte miteinander durch die Gleichung

$$\frac{1}{\lambda_1} : \frac{1}{\lambda_2} = \sqrt{V_1} : \sqrt{V_2}$$

verbunden sein, wo V die Energie in Volt ist. Nehmen wir zum Fixpunkte die kürzeste Wellenlänge im Wasserstoffspektrum, die noch durch weißen Flußspat hindurchdringen kann, also nach den Bestimmungen von Lyman $\lambda = 1230$ Å.-E., der das Energiemaximum 3,03 Volt entspricht, so lassen sich die übrigen Wellenlängen aus der Formel

$$\lambda = 1230 \sqrt{\frac{3{,}03}{V}}$$

berechnen, und wir können dann diese berechneten Werte mit den aus spektroskopischen

1) T. Lyman, Astrophys. Journ. **25**, 49, 1907.

1) Die Photographien von Lyman zeigen, daß die Absorption in einer 2 mm dicken Quarzschicht unterhalb $\lambda = 1500$ Å.-E., in einer 0,2 mm dicken Quarzschicht unterhalb $\lambda = 1450$ Å.-E. vollkommen ist. Die Grenze für eine 1,5 mm dicke Quarzschicht wird zwischen diesen beiden Werten liegen.

Versuchen bekannten vergleichen. Das habe ich in Tabelle III getan.

Tabelle III.

Lichtquelle	Schirm	Maximalenergie in Volt	Kürzeste Wellenlänge: Berechnet nach der Theorie von Ladenburg	Kürzeste Wellenlänge: Bestimmt auf Grund spektroskopischer Versuche
H_2	2 mm Flußspat	3,03	[1230]	1230
CO_2	2 mm Flußspat	2,42	1375	oberhalb 1230
H_2	1,5 mm Quarz	2,33	1400	1450—1500
H_2	1,5 mm Quarz + 1,5 cm Luft	1,57	1710	1710
CO_2	1,5 cm Luft	1,62	1680	1710 (oder etwas niedriger)

Was nun die Werte von λ in der letzten Spalte dieser Tabelle angeht, so können wir die Werte für Wasserstoff, die den Ergebnissen Lymans entnommen sind, als genau bestimmt ansehen, obgleich einige von ihnen vielleicht für den photoelektrischen Effekt zu hoch sind, da dieser vermutlich, zumal im Gebiete sehr kurzer Wellenlängen, empfindlicher ist als eine photographische Platte. Hieraus mag sich der niedrige Wert erklären, den ich mit Quarz erhalten habe.

Für Kohlensäure habe ich über das Emissionsspektrum in diesem Gebiete nichts weiter finden können als die Angabe von Schumann[1]), daß seine photographische Wirksamkeit ungewöhnlich stark ist und sich weit über 162 $\mu\mu$ hinaus in das Gebiet der kürzesten Wellenlängen hinein erstreckt. Es sei kaum zu bezweifeln, daß es sich photographieren ließe, soweit das Wasserstoffspektrum reicht, wenn die Röhren genügend durchlässig wären. Hinsichtlich seines Reichtums an Linien stehe es unerreicht da. Nach dieser Angabe scheint es, daß, gleichgültig aus welchem Grunde, das von Schumann photographierte Kohlensäurespektrum sich nicht ganz soweit erstreckt hat wie das Wasserstoffspektrum. Der Wert $\lambda = 1375$ Å.-E. ist deshalb ganz einleuchtend.

Die weniger brechbare Grenze der Absorptionsbande der Luft würde für Kohlensäure und für Luft ungefähr die gleiche sein, abgesehen davon, daß sie für Kohlensäure wegen ihres „Linienreichtums" in diesem Gebiete[2]) etwas niedriger sein könnte. Die Ergebnisse scheinen anzudeuten, daß dies der Fall ist.

1) V. Schumann, Smithsonian Contributions, No. 1413, S. 16.

2) Wasserstoff liefert nur ein schwaches kontinuierliches Spektrum zwischen $\lambda = 1675$ Å.-E. und $\lambda = 3700$ Å.-E. Lyman, Astrophys. Journ. 23, 199, 1906. Schumann, a. a. O. Seite 23.

Die Übereinstimmung ist demnach so gut, wie es unsere gegenwärtige Kenntnis der Absorption in diesem Gebiete zuläßt. In den beiden Fällen, wo diese Kenntnis am genauesten ist, nämlich für die durch die Absorption des weißen Flußspats gegebene Grenze des Wasserstoffspektrums und für die weniger brechbare Kante der Absorptionsbande der Luft, ist die Übereinstimmung merkwürdig gut[1]). Eine genaue Vergleichung dieser Ergebnisse mit denen, die Ladenburg für größere Wellenlängen erhalten hat, ist wegen der Verschiedenheit in der Methode und in der Natur des belichteten Metalls unmöglich. In Ladenburgs Apparat wurde sehr wenig Licht auf die Empfangsdrähte — die unserer Elektrode B entsprechen — reflektiert. Daher entsprechen seine Höchstgeschwindigkeiten mehr den oben definierten wahren Maximis als den relativen Maximis der Tabelle III. Ladenburg hat die Metalle Platin, Kupfer und Zink untersucht und für die kürzeste von ihm verwandte Wellenlänge, für $\lambda = 2010$ Å.-E., als Energiemaximum gefunden: für Platin 1,86 Volt, für Kupfer 1,69 Volt und für Zink 1,12 Volt. Ladenburg beobachtete, daß die Energie um so größer war, je elektronegativer das Metall war. Wenn diese Reihenfolge allgemein gilt, so würde das Energiemaximum für Kohle bei $\lambda = 2010$ Å.-E. zwischen 1,86 Volt und 1,69 Volt betragen, und bei $\lambda = 1710$ Å.-E., auf Grund der Ladenburgschen Hypothese extrapoliert, zwischen 2,57 Volt und 2,33 Volt. Der oben für $\lambda = 1710$ Å.-E. gefundene Wert von ungefähr 2,5 Volt liegt zwischen diesen Grenzen. Die Übereinstimmung ist also qualitativ richtig.

Die Frage nach Geschwindigkeiten zwischen Null und dem Maximum bedarf noch weiterer Untersuchungen. Der Umstand, daß ein positives Potential von ungefähr 1 Volt an B erforderlich ist, damit alle an A erzeugten Elektronen entweichen können, beruht vermutlich auf zwei Ursachen:

1. Auf Reflexion der Elektronen von B. O. v. Baeyer[2]) hat gezeigt, daß selbst eine Rußfläche ungefähr zehn v. H. der auffallenden Elektronen diffus reflektiert. Die bessere Sättigung, die Ladenburg und Markau erhalten haben, läßt sich durch den Umstand erklären, daß in ihrem Apparate ein berußtes Drahtnetz der berußten Fläche gegenüberstand, das B entsprach, und daß dadurch die Reflexion noch weiter verringert wurde.

1) Die genaue Übereinstimmung ist natürlich eine zufällige.

2) O. v. Baeyer, diese Zeitschr. 10, 181, 1909.

2. Darauf, daß die diffus ausgestrahlten Elektronen in der rauhen Oberfläche des berußten Strahlers *A* gefangen werden. Wenn eine berußte Oberfläche die auf sie auftreffenden Elektronen in solchem Maße festhält, daß sie ihre Reflexion stark behindert, so wird sie vermutlich auch in gewissem Grade ihr Entweichen aus der belichteten Platte verhindern.

Die Frage, ob die durch das Licht von einer bestimmten Wellenlänge entbundenen Elektronen alle eine und dieselbe oder mehrere verschiedene Geschwindigkeiten besitzen, ist von großer Wichtigkeit für die Theorie des photoelektrischen Effekts, und ich möchte deshalb einer Ausdehnung der Arbeit von Ladenburg und Markau über diesen Gegenstand auf das Gebiet kürzerer Wellenlängen das Wort reden.

Ich möchte nicht schließen, ohne Herrn Professor Bumstead, auf dessen Anregung hin ich diese Untersuchung angestellt habe, für sein Interesse an meiner Arbeit, sowie Herrn Professor Boltwood für seine vielen wertvollen Ratschläge meinen besten Dank auszudrücken.

Zusammenfassung.

Es wurde die anfängliche kinetische Energie der aus Kohle durch Licht zwischen $\lambda = 1710$ Å.-E. und $\lambda = 1230$ Å.-E. entbundenen Elektronen gemessen und festgestellt, daß die von Ladenburg entdeckte Proportionalität zwischen der maximalen Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen, das heißt der Quadratwurzel aus ihrer maximalen anfänglichen kinetischen Energie, und der Schwingungszahl des sie erzeugenden Lichtes für diese kurzen Wellenlängen bis zu dem Genauigkeitsgrade gilt, mit dem dieser Teil des Spektrums bekannt ist.

Wir können nunmehr behaupten, daß in dem ganzen Gebiet von $\lambda = 2700$ Å.-E. bis $\lambda = 1230$ Å.-E. die Anfangsgeschwindigkeiten der schnellsten durch Licht von bestimmten Schwingungszahlen entbundenen Elektronen diesen Schwingungszahlen proportional sind. Die Frage nach der Erzeugung anderer als der schnellsten Elektronen soll weiter untersucht werden.

Sloane Laboratorium, Yale-Universität, New Haven, Conn., 1. Juli 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen am 27. Juli 1909.)

Über die Abhängigkeit des lichtelektrischen Effektes fester Metalle vom Polarisationszustande des ultravioletten Lichtes.

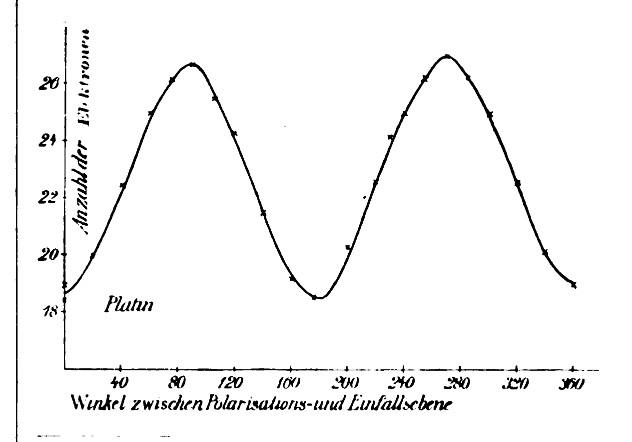
Von Robert Pohl.

Im 14. Heft dieser Zeitschrift berichten die Herren Elster und Geitel[1]) über eine Fortführung ihrer Versuche über den Einfluß des polarisierten Lichtes auf den lichtelektrischen Effekt flüssiger Alkalilegierungen. Diese Versuche waren früher[2]) in einer H_2-Atmosphäre von etwa 0,3 mm *Hg*-Druck unter Anwendung beschleunigender Potentiale bis zu mehreren hundert Volt ausgeführt. Nunmehr gelingt es Elster und Geitel, die Abhängigkeit vom Polarisationszustande des Lichtes auch im äußersten erreichbaren Vakuum sowohl mit wie ohne Beschleunigungen nachzuweisen.

Doch sind die Versuche nach wie vor auf die Verwendung solcher Substanzen beschränkt, die einen Photoeffekt im sichtbaren Teil des Spektrums ergeben und die ferner in Form flüssiger Legierungen (*K—Na*) oder Amalgame (*Rb—Hg* oder *Cs—Hg*) spiegelnde Oberflächen bilden. Es ist bisher weder gelungen, einen Einfluß der Polarisation für die Metalle aufzufinden, die, wie die Mehrzahl, nur im Ultravioletten empfindlich sind, noch für solche, die eine feste, nicht flüssige, Oberfläche haben.

Ich möchte daher kurz darauf hinweisen, daß es mir in letzter Zeit gelungen ist, eine starke Abhängigkeit der Elektronenemission fester und nur im kurzwelligen Lichte empfindlicher Metalle vom Azimut und Einfallswinkel des polarisierten Lichtes nachzuweisen.

Meine Versuche sind im äußersten Vakuum und ohne Benutzung beschleunigender elektrischer Felder angestellt. Das Wesentliche besteht in der Benutzung spiegelnder Oberflächen, die nach dem von G. Leithäuser[3])



Winkel zwischen Polarisations- und Einfallsebene

1) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschr. **10**, 457, 1909.

2) J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. **52**, 440, 1894; **55**, 684, 1895; **61**, 445, 1897.

3) G. Leithäuser, Deutsche Mechaniker-Zeitung **27**, 239, 1907.

ausgearbeiteten Verfahren der Kathodenzerstäubung in großer Vollkommenheit hergestellt werden können. Die folgende Tabelle zeigt als Beispiel die Abhängigkeit des Photoeffektes vom Azimut der Polarisation an Platin bei einem Einfallswinkel des Lichtes von 45°.

Winkel zwischen Polarisations- und Einfallsebene	Anzahl der Elektronen (Messungen in willkürlichen Einheiten)
0°	18,5
20	20
40	22,5
60	25,0
75	26,2
90	26,7
105	25,5
120	24,3
140	21,5
160	19,2
175	18,5
360	19,0
340	20,2
320	22,6
300	25,0
285	26,4
270	27,0
255	26,2
240	25,0
230	24,2
220	22,6
200	20,3
0	19,0

Die Figur enthält eine graphische Darstellung der Zahlen. Der Übergang von parallel zu senkrecht zur Einfallsebene polarisiertem Lichte gibt demnach in Übereinstimmung mit den Beobachtungen der Herren Elster und Geitel eine starke Zunahme der Elektronenemission, wenngleich sie weit hinter dem Betrag der am Alkali gefundenen zurückbleibt. Es liegt dies zum Teil an der Unvollkommenheit der Polarisation, die im Ultravioletten nur durch Reflexion zu bewerkstelligen ist und wegen der hohen Dispersion aller durchsichtigen Substanzen für diese Wellenlängen immer nur partiell sein kann. Doch verweise ich wegen aller experimentellen Einzelheiten auf meine demnächst in den Berichten der Deutschen Physikalischen Gesellschaft erscheinende ausführliche Darstellung. Dort finden sich alle Zahlen für Platin, und Kupfer, Abhängigkeit vom Einfallswinkel, die Angaben über die Geschwindigkeit der Elektronen usw.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, 16. Juli 1909.

(Eingegangen 19. Juli 1909.)

Elektrisches Meßverfahren für radioaktive Strahlungen.

Von E. Lagrange.

Bekanntlich hat man drei verschiedene Methoden angewandt, um die seitens der radioaktiven Körper ausgesandten Strahlungen zu untersuchen, um ihre Intensitäten untereinander zu vergleichen, und um schließlich die Änderungen einer jeden Strahlungsart im besonderen zu verfolgen. Diese drei Methoden beruhen auf drei Erscheinungen, die von den radioaktiven Körpern hervorgerufen werden und zu ihrer Charakterisierung dienen; das sind: 1. die ionisierende Wirkung in Gasen; 2. die photographische Wirkung, zumal auf die Silbersalze in den photographischen Schichten der Platten und Films, und schließlich 3. die Fluoreszenzwirkung an einem Schirm von Sidotblende oder Baryumplatincyanür. Wenn aber diese drei Erscheinungen drei Untersuchungsmethoden gezeitigt haben, so kann man nur von der ersten dieser drei Methoden sagen, daß sie unter bestimmten Bedingungen „meßbare" Resultate liefert. Die Gründe hierfür sind wohlbekannt und brauchen hier nicht ausgeführt zu werden[1]).

Das Phänomen der Ionisation der Gase gestattet, die Vergleichung der radioaktiven Strahlungen auf die Vergleichung wirklicher, zwischen den Belegungen eines Kondensators unter ganz bestimmten Verhältnissen übergehender Ströme zurückzuführen. Aus der komplexen Natur der radioaktiven Strahlung und ihrer Veränderlichkeit beim Übergang von einem Körper zu einem andern, sowie von einem und demselben Körper zu seinen aufeinander folgenden Umwandlungsprodukten, geht übrigens hervor, daß eine zuverlässige Vergleichung der radioaktiven Intensitäten nach der elektrischen Methode mit einer sehr genauen und sehr gründlichen Untersuchung der Bedingungen Hand in Hand gehen muß, unter denen die vergleichenden Messungen ausgeführt werden.

Die Anwendung und die Entwicklung der elektrischen Methode verdanken wir dem Ehepaar Curie. Herr und Frau Curie haben nacheinander zur Messung des Ionisationsstromes das Galvanometer bei sehr stark radioaktiven Stoffen und die Entladung eines Goldblattelektroskops von konstanter Kapazität angewandt, und schließlich hat Herr Curie den piezoelektrischen Quarz benutzt. Letzterer war die Frucht einer seiner ersten und interessantesten Arbeiten, die er im Verein mit seinem Bruder J. Curie ausgeführt hat[2]), um eine ganz genaue und ganz

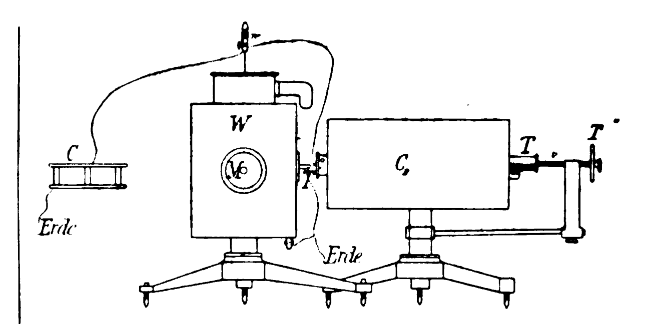
1) Wegen der Meßmethoden vergleiche man: Rutherford, Radio-activity, 2. Aufl., Cambridge 1905.

2) J. et P. Curie, Dilatation électrique du quartz. Journ. de Phys. (2) **8**, 149, 1889; J. Curie, Quartz piézo-électrique. Ann. de Chim. et de Phys. **17**, 392, 1889.

vollkommene Methode zu schaffen, bei der die Kenntnis der Kapazität des Elektrometers entbehrlich wird; das Elektrometer wird hierbei nach der Nullmethode benutzt. Dabei spielt der piezoelektrische Quarz die Rolle einer statischen Elektrizitätsquelle und liefert eine bekannte Elektrizitätsmenge gleich jener, die das gasförmige Dielektrikum des Luftkondensators durchflossen hat, wenn dieser während der Dauer des Versuchs den radioaktiven Strahlungen ausgesetzt gewesen ist. Die Methode des piezoelektrischen Quarzes, die auch unter dem Namen der Sättigungsstrommethode bekannt ist, ist die einzige, die eine rationelle Vergleichung der radioaktiven Intensitäten zuläßt. Diese Methode hat bekanntlich in den Händen des Ehepaars Curie zur Charakterisierung und Klassifizierung der verschiedenen radioaktiven Mineralien geführt. Bei vielen Untersuchungen über die radioaktiven Körper ist es übrigens nicht notwendig, diese absoluten Werte aufzusuchen, es genügen vielmehr relative Werte, die man mit Hilfe des Elektroskops erhält, um zur näherungsweisen Lösung der Probleme zu führen. Dieses Instrument ist von diesem Gesichtspunkte aus (sowie vom Gesichtspunkte der Erforschung der atmosphärischen Elektrizität, der durchdringungskräftigen Strahlungen usw.) in den letzten Jahren beträchtlich vervollkommnet worden. Ich will mich damit begnügen, in diesem Zusammenhange nur die Elektroskope und Elektrometer von Elster und Geitel und von Wulf zu erwähnen. Des letztgenannten Apparats habe ich mich auch bei dem elektrischen Verfahren bedient, von dem hier die Rede sein soll, und dessen Anwendungsgebiet beschränkt ist.

Der Zweck dieser Mitteilung ist, auf ein elektrisches Verfahren zur Messung der Intensität der radioaktiven Strahlungen hinzuweisen, zu dessen Anwendung ich bei Untersuchungen gelangt bin, die ich kürzlich im Laboratorium des Herrn E. Solvay ausgeführt habe. Ich sehe mich zu dieser Veröffentlichung durch den Gedanken veranlaßt, daß das Verfahren sich unter mancherlei Verhältnissen als sehr brauchbar erweisen kann. Dieses Verfahren beruht auf der vereinten Anwendung eines geeichten Kondensators mit veränderlicher Kapazität, des den Strahlungen des radioaktiven Stoffes ausgesetzten Luftkondensators und des Wulfschen Elektrometers mit metallüberzogenen Quarzfäden. Die Anordnung ist folgende:

Ein ebener Kondensator C (siehe die Figur), dessen eine Belegung geerdet ist, wird einerseits mit dem metallüberzogenen Quarzfäden eines Wulfschen Elektrometers W, andererseits mit der isolierten Belegung eines geeichten Zylinderkondensators mit veränderlicher Kapazität, C_t, verbunden, dessen zweite Belegung



gleichfalls zur Erde abgeleitet ist. Den Hilfskonduktor und das Gehäuse des Wulfschen Elektrometers können wir uns beide mit dem gemeinsamen Reservoir verbunden denken.

Das Wulfsche Elektrometer hatte ich mit Hilfe einer Krügerschen Batterie von Kadmiumelementen geeicht. Diese Elemente, 100 an der Zahl, sind in eine Paraffinmasse eingebettet und werden durch diese absolut isoliert und gleichzeitig jeglichem Einflusse der Atmosphäre entzogen. Eine passende Anordnung der Verbindungen gestattet, zur Aufladung eines Kondensators nacheinander eine bis zehn Gruppen von je zehn Elementen zu benutzen. Durch Hintereinanderschalten zweier solcher Batterien, wie es in unserem Falle geschah, hat man somit ungefähr 200 Volt zur Verfügung (genau 203,6 Volt, denn die elektromotorische Kraft eines Elements ist bei einer Temperatur von 15° C 1,018 Volt). Ich will nebenher bemerken, daß ich die Angaben des Lieferanten und des Herrn Wulf über die Proportionalität zwischen der Größe des Ausschlags der metallüberzogenen Quarzfäden und der Potentialdifferenz zwischen den beiden Belegungen des Elektroskops zwischen 10 und 200 Volt genau bestätigt gefunden habe; nur zwischen 0 und 10 Volt erfolgt die Zunahme der Ablenkung weniger schnell als darüber[1]).

An dem Elektrometer selbst habe ich eine kleine Änderung angebracht. Ich habe nämlich jede Verbindung zwischen der äußeren Atmosphäre und der inneren Kammer beseitigt und dadurch den Verlust durch die Ionisation der Luft auf ein Minimum gebracht. Zu diesem Zwecke habe ich die obere Öffnung, in deren Achse sich die Aufladestange W befindet, mit einem Bernsteindeckel verschlossen, durch den diese Stange hindurchführt. Die Erfahrung lehrt übrigens, daß dieses Verfahren, die innere Ladung zu isolieren, überaus wirksam ist.

Der Zylinderkondensator mit veränderlicher Kapazität, den ich benutzt habe, ist der von

1) Das Saitenelektrometer von Wulf brauche ich hier nicht zu beschreiben. Alle wünschenswerten Angaben darüber finden sich in dieser Zeitschr. **8**, 527, 1907 und **10**, 152, 1909. Das Elektrometer wird von der Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig, Goslarsche Straße 19A, gebaut.

Dr. Gerdien (Göttingen)[1]). Seine Kapazität kann, je nach der Eintauchtiefe der zentralen Stange T, welche das System der geerdeten Belegungen trägt, zwischen 0,000041 und 0,000473 Mikrofarad, also zwischen 36,9 und 405,7 cm schwanken. Die Ablesung der Stellung geschieht mittels einer Millimeterteilung an der Stange und eines in Zehntel geteilten feststehenden Nonius. Der Kondensator war zuvor in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeicht worden.

Die Reichsanstalt hat vier Angaben geliefert, die für die Teilstriche 0, 20, 50 und 70 auf der Stange gelten, nämlich:

für 0 . .	0,000041	Mikrofarad,
„ 20 . .	0,000136	„
„ 50 . .	0,000338	„
„ 70 . .	0,000473	„

Daraus ergibt sich folgende Gleichung, die für den Teilstrich n den Wert der Kapazität zu ermitteln gestattet:

$$C_e = (0{,}000041 + n \cdot 0{,}00000675)\, 10^{-6} \text{ Farad.}$$

Die Kapazität ist also eine lineare Funktion der Verschiebung.

Ich habe an diesem Apparat zwei Abänderungen angebracht: Die erste Abänderung besteht darin, daß ich, wie am Elektrometer, jede Verbindung zwischen der Außenatmosphäre und dem Innenraume des Kondensators beseitigt habe. Ich habe zu diesem Zwecke die Öffnung O mit einem Bernsteinpfropfen verschlossen. Durch diesen geht die Aufladestange T' hindurch. Der Zweck, den ich damit verfolgte, ist derselbe wie beim Elektrometer.

Zweitens habe ich den Apparat mit einer Vorrichtung zur langsamen Verschiebung der Stange T versehen. Diese Vorrichtung gestattet, die Kapazität allmählich und ohne sprungweise Änderung entweder von 0,000041 bis auf 0,000473 Mikrofarad zu erhöhen, oder sie von ihrem größten bis auf ihren kleinsten Wert zu verringern. Die Vorrichtung besteht einfach aus einer Mikrometerschraube V mit einer Trommel T''. Als Mutter dieser Schraube dient ein mit der Hülle des Kondensators (der äußeren Belegung) fest verbundenes Stück. Die Mikrometerschraube berührt mit ihrer Spitze das Ende der Stange T, mit der sie durch einen Bügel so verbunden ist, daß die Stange in beiden Richtungen, also sowohl im Sinne einer Kapazitätserhöhung als auch im Sinne einer Kapazitätsverminderung, mitgenommen werden kann.

Der nicht geeichte ebene Kondensator, dessen eine Belegung bestimmt ist, die radioaktive Substanz zu tragen, besteht aus zwei Messingscheiben mit abgerundeten Kanten von 20 cm Durchmesser. Die untere Scheibe ruht auf einem Holzfuß, von dem sie durch eine Bernsteinscheibe isoliert ist. Durch eine Klemmschraube kann sie zur Erde abgeleitet werden. Die obere Belegung ihrerseits besteht aus einer Metallscheibe von denselben Abmessungen wie die andere. Die beiden Belegungen werden durch drei kleine Bernsteinsäulen von 3 cm Durchmesser auseinander gehalten. Man braucht nur ein solches System von drei Stützen von einer bestimmten Höhe durch ein anderes System von anderer Höhe zu ersetzen, um eine Reihe von Luftkondensatoren mit veränderlicher Kapazität zu erhalten. Bei den weiterhin zu erwähnenden Messungen betrug der Abstand der beiden Belegungen 0,5 cm und folglich die Kapazität des Kondensators 50 cm[1]).

Von der Schaltung der Apparate ist bereits weiter oben die Rede gewesen. Ich will hier nur noch hinzufügen, daß die Anordnung so getroffen worden war, daß der Beobachter, während er das Auge am Okular des zur Ablesung der Ausschläge des Wulfschen Elektrometers dienenden Mikroskops hielt, gleichzeitig mit der rechten Hand die Trommel der Mikrometerschraube am verstellbaren Kondensator handhaben konnte. Weiter sei erwähnt, daß über das ganze System der drei Apparate ein geerdeter Metallkasten gestülpt war, der nur das Mikroskopokular und die Mikrometerschraube hindurchgehen ließ und somit die gesamte Anordnung etwaigen elektrischen Einflüssen von außen entzog.

Bei dieser Anordnung der Apparate erfolgt die Messung, etwa der Strahlung seitens einer gegebenen Gewichtsmenge radioaktiver Substanz in festem Zustande, folgendermaßen: Sie erfordert zwei Bestimmungen nacheinander. Zunächst wird der elektrische Ladungsverlust der auf ein konstantes Potential gebrachten und auf diesem erhaltenen Apparate infolge der jeweiligen Ionisation der Atmosphäre und der Eigenleitfähigkeit der Stützen gemessen. Danach wird der Ladungsverlust unter sonst gleichen Bedingungen gemessen, wenn die untere Belegung des ungeeichten Kondensators eine gegebene Menge radioaktiver Materie trägt. Der Unterschied zwischen den beiden Messungen wird dann den Ladungsverlust infolge der durch die Radioaktivität entstandenen Ionisation während der in beiden Fällen gleichen Versuchsdauer wiedergeben. Offenbar ist es für die Erweiterung des Meßbereichs vorteilhaft, daß man den erstgenannten Ladungsverlust nach

1) Die Beschreibung dieses Apparats findet sich in dieser Zeitschr. 5, 294, 1904. Er wird von Spindler & Hoyer in Göttingen gebaut.

1) Die Abänderungen an den Meßinstrumenten hat Herr Mechaniker Boët in Brüssel besorgt.



Möglichkeit herabzusetzen sucht. Hieraus erklären sich zunächst die Abänderungen, die ich an dem geeichten Kondensator und am Wulfschen Elektrometer vorzunehmen für gut gehalten habe. Außerdem muß man bei jeder Einzelmessung die Bedingungen in dieser Hinsicht möglichst günstig wählen. Diese Bedingungen hängen übrigens von anderen Faktoren ab als von der Isolierung der beiden genannten Organe. Ich will hier diese Bedingungen jetzt unerörtert lassen und mich damit zufrieden geben, die Anwendungsweise dieses elektrischen Meßverfahrens an zwei Spezialfällen zu veranschaulichen.

Im ersten Falle handelte es sich um eine radioaktive Substanz (Radiumbromid), die von einer deutschen Firma stammte, und über deren Aktivität ich keinerlei Angaben erhalten konnte. Die Frage nach der Bestimmung eines absoluten Vergleichsmaßstabes für die Radioaktivität gehört übrigens zu denen, deren Lösung immer erwünschter wird; sie wird zweifellos auf dem Programm des nächsten Kongresses für Radiologie und Elektrizität erscheinen.

Zur Ausführung der ersten Messung, also der Messung des normalen Verlustes, lud ich mittels der Krügerschen Batterie das System, bestehend aus den beiden Kondensatoren und dem Wulfschen Elektrometer, auf ein Potential von 101,8 Volt und gab dem verstellbaren Kondensator eine Anfangskapazität von 0,000338 Mikrofarad, die dem Teilstrich 50 auf der Stange entspricht.

Unter solchen Verhältnissen erfolgte der Ladungsverlust sehr langsam, und ich erhielt durch Herabsetzung der Kapazität das Potential auf seinem anfänglichen Werte. Die beiden gleichzeitigen Operationen, nämlich die Beobachtung der Konstanz des anfänglichen Ausschlages der Quarzfäden im Elektrometer einerseits und die allmähliche Verringerung der Kapazität mittels der Mikrometerschraube andererseits, lassen sich mit der größten Leichtigkeit ausführen. Was übrigens die Beobachtung am Mikroskop anbelangt, so braucht man nur das Augenmerk fest auf einen der beiden metallüberzogenen Quarzfäden zu richten und besonders den äußeren Rand dieses Fadens ins Auge zu fassen. Dann wird eine Lagenänderung von einem Zehntel Skalenteil noch ganz deutlich gesehen. Eine solche Lagenänderung auf der Elektrometerskala bedeutet nun ein Zehntel Volt. Bis zu diesem Genauigkeitsgrade kann man also bei dem von mir hier angegebenen elektrischen Meßverfahren die Konstanz des Potentials aufrecht erhalten, denn die direkte Beobachtung der Elektrometerangaben bildet offenbar die Grundlage für die Genauigkeit, die man in dieser Hinsicht zu erreichen hoffen darf.

Ich habe die Beobachtungsdauer auf eine Viertelstunde bemessen; nach Ablauf dieser Zeit entsprach die Kapazität des Kondensators dem Teilstrich 46,6.

Die zweite Messung betrifft den Ladungsverlust, während auf der äußeren Belegung des Luftkondensators die radioaktive Substanz lag. Diese hatte ein Gewicht von 0,5 mg; sie befand sich auf einer Metallfolie, welche auf die als Belegung dienende Platte geschoben wurde. Nachdem das aus den beiden Kondensatoren und dem Elektrometer bestehende System auf dasselbe Anfangspotential wie zuvor, nämlich auf 101,8 Volt, aufgeladen worden war, hielt ich dieses Potential trotz des Ionisationsstromes auf seinem Anfangswert, indem ich die Kapazität allmählich verminderte. Nach Ablauf einer Viertelstunde betrug die Kapazität noch so viel, wie dem Teilstriche 20 auf der Stange entspricht.

Hieraus ergibt sich, daß, um den Elektrizitätsverlust infolge des Ionisationsstromes im eigentlichen Sinne auszugleichen, die Kapazität unter den Versuchsbedingungen um einen Betrag verändert werden mußte, der einer Verschiebung um 46,6 — 20, also um 26,6 Skalenteile auf der Stange T entspricht.

Die Ladungsmenge, welche infolge der von der radioaktiven Materie erzeugten Ionisation verloren wird, beträgt somit

$$101{,}8 \times 10^{-6} \times 26{,}6 \times 0{,}000000675 \text{ Coulomb}$$

oder

$$0{,}0000000018827819 \text{ Coulomb.}$$

Der Ionisationsstrom beträgt also unter den Versuchsbedingungen, das heißt in einem Felde von 203,6 Volt

$$\frac{0{,}0000000018827819}{15 \times 60} \text{ Ampere}$$

oder

$$20313 \times 10^{-16} \text{ Ampere.}$$

Als zweites Beispiel wähle ich die Messung, die ich über die Strahlungsintensität einer gleichen Gewichtsmenge ($^1/_2$ mg) Radiumbromid angestellt habe, die mir die Firma Armet de Lisle in Nogent sur Marne mit der Angabe geliefert hatte, daß die Intensität, auf Uranium als Einheit bezogen, 100000 betrage.

Die Messung des normalen Ladungsverlustes ergab unter den Versuchsbedingungen eine Verschiebung der Stange um 50 — 45 = 5 Teilstriche bei einer Versuchsdauer von 15 Minuten. Die zweite Messung dauerte 2 Minuten 20 Sekunden, also 140 Sekunden; die Verschiebung der Stange betrug 50 — 10 = 40 Teilstriche. Hieraus ergibt sich, daß auf die Strahlung eine Verschiebung um

$$40 - \frac{5 \times 140}{15 \times 60} = 39{,}2 \text{ Teilstriche}$$

zurückzuführen ist. Die entsprechende Anzahl Coulombs ist also:



$0{,}02693628 \times 10^{-6}$,
und die entsprechende Stromstärke beträgt
$0{,}0001902 \times 10^{-6}$ Ampere.

Ich lasse mich auf irgendwelche Betrachtungen und Erörterungen über die radioaktiven Vorgänge, die ich hier als Beispiele gewählt habe, an dieser Stelle absichtlich ebensowenig ein wie auf eine Untersuchung des Anwendungsgebietes dieses elektrischen Meßverfahrens. Ich will einstweilen nur so viel dartun, daß dieses Verfahren sich in solchen Fällen als sehr vorteilhaft und bequem ausführbar erweist, wo es gilt, gewisse Ionisationsströme radioaktiven Ursprungs, die unter wohl definierten Bedingungen auftreten, in absolutem Maße zu messen.

(Aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 28. Juni 1909.)

Über die Abhängigkeit der Dämpfung von Kondensatorkreisen von Gestalt und Material der Elektroden sowie von dem Dielektrikum in der Funkenstrecke.

Von W. F. Zorn.

Herr Max Wien hat kürzlich (Ann. d. Phys. **29**, 700, 1909) Messungen über die Dämpfungen von Kondensatorkreisen in Abhängigkeit vom Entladungspotential veröffentlicht, deren Ergebnisse zum Teil mit den Resultaten von Beobachtungen übereinstimmen, die von mir im Physikalischen Institut der Universität Berlin unter der Leitung des Herrn Geheimrat Rubens während der letzten Semester ausgeführt worden sind. Da die ausführliche Veröffentlichung meiner Arbeit voraussichtlich erst in einigen Monaten möglich sein wird, so möchte ich hier kurz die Ergebnisse derselben mitteilen.

Es wurden Schwingungskreise von 35 m und 60 m Wellenlänge benutzt. Die Kapazität des ersten Kreises war ein Zinkplattenkondensator in Petroleum von 2,17 m Kapazität, die des zweiten war ein Zylinderkondensator von 5,1 m Kapazität, dessen Belegungen aus zwei konaxialen Zinkzylindern bestanden, die so in einem mit Petroleum gefüllten Glaszylinder befestigt waren, daß der Zwischenraum zwischen ihnen kein festes Dielektrikum enthielt, um Verluste im Kondensator nach Möglichkeit zu vermeiden.

Die Dämpfung wurde mit einem Drudeschen Meßkreise bestimmt. Nach Versuchen von Herrn D. Roschansky (diese Zeitschr. **9**, 627, 1908) kann bei den benutzten Wellenlängen die Dämpfung während eines Oszillations-Ablaufes als konstant angesehen werden.

Es wurden Dämpfungsmessungen mit Kupferkugeln von 1 cm Durchmesser als Elektroden vorgenommen und das Entladungspotential bei konstanter Funkenlänge sukzessive durch Nähern von Spitzen, Blechen oder Drahtnetzen an die Elektroden verändert und die Dämpfung gemessen. Es ergab sich hierbei, daß die Dämpfung zunahm, wenn das Entladungspotential sank. In einem Falle stieg die Dämpfung von 0,074 auf 0,112, während das Funkenpotential von 0,66 auf 0,47 sank.

Als Maß für das Funkenpotential wurde die Größe $F' = \sqrt{s_m \cdot (\gamma_1 + \gamma_2) \cdot \gamma_1}$ betrachtet (worin γ das log. Dekrement und s_m der Maximalanschlag des Galvanometers ist), die nach P. Drude (Ann. d. Phys. **15**, 725, 1904) proportional dem Entladungspotential ist. Diese Proportionalität wurde in dem benutzten Intervalle experimentell bestätigt.

Eine derartige Abhängigkeit der Dämpfung vom Entladungspotentiale war schon von Herrn Barkhausen (diese Zeitschr. **8**, 624, 1907) abgeleitet worden; nach ihm ist die Funkendämpfung proportional $\frac{a}{V}$, wo V das Entladungspotential und a der Spannungsabfall im Funken ist.

Es wurde nun untersucht, ob diese Abhängigkeit der Dämpfung vom Entladungspotential sich auch dann zeigt, wenn das Potential bei konstanter Funkenlänge nicht durch Änderung der Gestalt des elektrischen Feldes in der Funkenstrecke, sondern durch Änderung der Elektrodenmaterialien und des Dielektrikums in der Funkenstrecke variiert wurde. Der Einfluß der verschiedenen Elektrodenmaterialien auf die Dämpfung und das Funkenpotential war nur gering. Silber, Kupfer, Aluminium und Eisen gaben sehr geringe Unterschiede, dagegen bestand ein größerer Unterschied in der Dämpfung zwischen Kadmium und Zink einerseits und den oben erwähnten vier Metallen andererseits, ein Unterschied, der in Luft 2 bis 3 Einheiten der zweiten Dezimale, in Wasserstoff noch etwas mehr beträgt. Ein Vergleich mit den Messungen von Herrn E. Jacob (diese Zeitschr. **10**, 22, 1909) ist deswegen nicht ohne weiteres möglich, da bei den dortigen Versuchen die Dämpfung nicht annähernd während des Oszillationsablaufes konstant ist, wie bei diesen Versuchen mit kurzen Wellen vorausgesetzt werden darf.

Es zeigte sich aber bei diesen Versuchen, daß bei Änderung des Elektrodenmaterials eine Abnahme der Dämpfung auch einer Abnahme des Entladungspotentiales entspricht. Dieser Einfluß des Elektrodenmateriales läßt sich durch die Barkhausensche Formel leicht erklären, wenn man die Annahme macht, daß der Spannungsabfall a im Funken, ähnlich wie der im Lichtbogen, von dem Material der Elektroden abhängt und daß ein größerer Spannungsabfall

mit einem höheren Entladungspotential verbunden ist; da a klein ist gegen V, die Änderungen von a bei Variation des Elektrodenmaterials im Lichtbogen aber verhältnismäßig groß sind, während bei diesen Messungen die Unterschiede von V nicht sehr bedeutend sind, so ist es wahrscheinlich, daß mit wachsendem a und V das Verhältnis $\frac{a}{V}$ größer, also auch die Funkendämpfung größer wird.

Es wurde ferner der Einfluß verschiedener Gase unter verschiedenen Drucken in der Funkenstrecke auf das Entladungspotential und die Dämpfung untersucht. Es ergab sich hier, daß stets das höhere Entladungspotential von einer kleineren Dämpfung begleitet ist. Bei Atmosphärendruck und gleicher Funkenlänge hat das Schwefeldioxyd das höchste Entladungspotential und dementsprechend die kleinste Dämpfung; nach abnehmendem Entladungspotential und steigender Dämpfung geordnet, folgen die Gase Chlor, Sauerstoff, Luft, Stickstoff, Wasserstoff. Letzterer hat das kleinste Entladungspotential und die größte Dämpfung.

Sodann wurde der Gasdruck zwischen 15 cm und 226 cm Quecksilbersäule variiert und in Schwefeldioxyd, Luft und Wasserstoff bei konstanter Funkenlänge Entladungspotential und Dämpfung bestimmt. In allen Fällen stieg das Entladungspotential mit dem Druck, gleichzeitig wurde die Dämpfung kleiner. Es zeigte sich, daß bei gleicher Funkenlänge die Dämpfung stets merklich die gleiche war, wenn das Funkenpotential das gleiche war, gleichgültig, ob dieses in Luft bei Atmosphärendruck erhalten wurde oder in Schwefeldioxyd bei verringertem Druck oder in Wasserstoff bei erhöhtem Druck. Es ist also die Dämpfung in verschiedenen Gasen bei gleicher Funkenlänge innerhalb gewisser Grenzen nur von dem Entladungspotential abhängig, von der Natur der Gase nur insofern, als durch sie bei gegebenem Drucke das Entladungspotential bestimmt ist. Die Kurve, die die Abhängigkeit der Dämpfung vom Funkenpotential darstellt, ist demgemäß für alle drei Gase dieselbe. Sie ließ sich mit genügender Genauigkeit durch die Formel $\gamma = A + B \cdot e^{-\alpha V}$ darstellen, wo A, B und α Konstante für alle Gase sind, die nur von der Funkenlänge, dem Material und der Form der Elektroden abhängen. Nach dieser Formel nimmt die Dämpfung mit steigendem Funkenpotential erst schnell, dann langsam ab, wie es auch Herr M. Wien gefunden hat; eine genaue Übereinstimmung mit den Wienschen Messungen ist aber aus dem Grunde nicht zu erwarten, weil dort gleichzeitig mit dem Funkenpotentiale auch die Funkenlänge verändert wurde. Versuche haben aber ergeben, daß bei gleichem Entladungspotential die längere Funkenstrecke die größere Dämpfung zeigt; dasselbe ergeben auch Versuche von Herrn M. Wien mit Elektroden von verschiedenen Durchmessern bei gleicher Spannung.

Die Dämpfung in Schwefeldioxyd ist sehr gering; sie konnte bei Benutzung des Zylinderkondensators bis auf 0,04 erniedrigt werden. Es ist sehr wahrscheinlich, daß es mit Benutzung der Preßgaskondensatoren von Herrn M. Wien möglich sein wird, die Dämpfung noch weit unter die gefundenen Werte zu verringern[1]).

Zur Untersuchung von Schwefeldioxyd, dessen Durchschlagsfestigkeit nicht bekannt war, hatte mich die Annahme veranlaßt, daß diejenigen Gase ein hohes Funkenpotential und somit eine geringe Dämpfung zeigen würden, deren Moleküle eine kleine mittlere freie Weglänge haben; der Umstand, daß die Durchschlagsfestigkeit eines Gases mit dem Drucke wächst, bestätigt diese Ansicht hinreichend, um eine Prüfung ihrer Richtigkeit auch beim Vergleich verschiedener Gase zu versuchen. Wieweit diese Anschauung den Tatsachen entspricht, möge folgende Tabelle zeigen:

Name der untersuchten Gase	H_2	N_2	Luft	O_2	Cl_2	SO_2
Log. Dekrement für eine Funkenlänge von 4 mm bei 76 cm Druck	0,180	0,083	0,080	0,067	0,060	0,048
Spezifische elektrische Durchschlagsfestigkeit nach Orgler u. Ritter (Ann. d. Phys. **1**, 161, 1900)	0,563	1,05	1,00	0,888	1,78	vacat
Mittlere freie Weglänge $\lambda \cdot 10^5$ cm	1,8	0,98	0,95	1,05	0,49	0,48

Aus dieser Tabelle geht hervor, daß im großen und ganzen Gase mit kleiner mittlerer freier Weglänge eine hohe Durchschlagsfestigkeit und kleine Dämpfung zeigen.

Die Tatsache, daß bei hohem Entladungspotential die Dämpfung klein ist, andererseits bei konstantem Entladungspotential die Dämpfung mit der Funkenlänge wächst, ließ eine bedeutend kleinere Dämpfung erwarten, wenn es gelänge, das Entladungspotential noch weiter zu steigern, gleichzeitig aber die Funkenlänge zu verringern. Diese beiden Bedingungen ließen sich nur im höchsten Vakuum erfüllen, wie es mit Kokosnußkohle und flüssiger Luft erreicht werden kann. Die Benutzung von Quecksilber als Elektrode war hierbei ausgeschlossen, es wurden vielmehr in Anlehnung an Versuche von A. Wehnelt (Ann. d. Phys. **65**, 511, 1898)

1) Die Verwendung von Schwefeldioxyd in diesem Kondensator erscheint wegen seiner bedeutend höheren Durchschlagsfestigkeit eventuell in flüssigem Zustande als sehr vorteilhaft, um so mehr, als diese hohe Durchschlagsfestigkeit erreicht wird, ohne daß im Kondensator ein höherer Druck als 3—4 Atmosphären herrscht.



stabförmige Elektroden, und zwar 1 cm dicke Zylinder benutzt, meistens aus Aluminium, in einigen Fällen auch aus Zink und Stahl, die mit ihren Stirnflächen in einem Abstande von 0,5 mm einander gegenüberstanden. Das Entladungspotential war sehr hoch, konnte aber entsprechend der Durchschlagsfestigkeit des benutzten Zylinderkondensators nur bis zu einer gewissen Grenze gesteigert werden. Die kleinste gefundene Dämpfung betrug 0,03. Es ist wahrscheinlich, daß bei noch höheren Spannungen und vor allem bei Verwendung verlustfreier Kondensatoren Schwingungen mit Vakuumfunken erzielt werden können, deren Dämpfung noch bedeutend unter diesem Werte liegt.

Die gefundenen Ergebnisse gelten zunächst nur für Schwingungskreise von so kleiner Wellenlänge, daß der Widerstand der Funkenstrecke während des ganzen Oszillationsablaufes angenähert konstant ist. Wieweit sie auch für Kondensatorkreise mit größerer Wellenlänge gelten, müssen weitere Versuche lehren.

Es möge zum Schlusse eine Zusammenfassung der gefundenen Resultate Platz finden:

1. Es wird experimentell nachgewiesen, daß die Dämpfung sinkt, wenn unter sonst gleichen Verhältnissen das Entladungspotential steigt, und zwar
   a) wenn das Funkenpotential durch die Gestalt der Elektroden und der metallischen Umgebung der Funkenstrecke (Spitze, Bleche oder Drahtnetze) beeinflußt wird;
   b) wenn das Dielektrikum der Funkenstrecke aus Gasen mit verschiedener Durchschlagsfestigkeit gebildet wird, wobei sich ein Zusammenhang der mittleren freien Weglänge der Moleküle mit der Durchschlagsfestigkeit ergibt;
   c) wenn die Funkenstrecke sich im Vakuum befindet.

2. Es wird für Luft, Wasserstoff und Schwefeldioxyd nachgewiesen, daß die Dämpfung bei gleicher geometrischer Gestalt der Funkenstrecke und ihrer Umgebung sowie bei gleichem Elektrodenmateriale in gewissen Grenzen nur vom Entladungspotential abhängt, von der chemischen Zusammensetzung der Gase wesentlich nur insofern, als durch sie bei gegebenem Drucke das Entladungspotential bestimmt ist.

3. Es wird gezeigt, daß Schwefeldioxyd eine sehr hohe Durchschlagsfestigkeit besitzt und dementsprechend eine sehr geringe Dämpfung ergibt.

4. Es wird eine Abhängigkeit der Dämpfung von dem Material der Elektroden nachgewiesen.

Berlin, Physikal. Inst. d. Univ., 22. Juli 1909.

(Eingegangen 23. Juli 1909.)

Der „Konvektor". Ein neues System eines Wellenanzeigers für die drahtlose Telegraphie[1]).

(Vorläufige Mitteilung.)

Von A. G. Rossi (Turin).

Das Grundprinzip meiner Detektoren für elektrische Wellen ist die Empfindlichkeit der durch elastische Deformationen hervorgebrachten Magnetisierungszyklen gegen elektromagnetische Störungen, die der leider zu früh verstorbene Professor A. Sella im Jahre 1903 entdeckt hat.

Ich habe eine ganze Reihe auf diesem Prinzip beruhender Apparate untersucht. Dabei habe ich die Deformationen durch Zug und durch Torsion, sowie schließlich die durch Magnetostriktion hervorgerufenen magnetoelastischen Zyklen benutzt.

Das Ziel, das ich dabei im Auge hatte, war hauptsächlich die Herstellung eines Empfängers für radiotelegraphische Wellen, der mit einer großen Empfindlichkeit den Vorzug verbinden sollte, unmittelbar sichtbare Zeichen zu geben, das heißt solche Zeichen, die sich, ohne Vermittelung irgendwelchen Relais, beispielsweise auf einen Streifen photographischen Papiers aufzeichnen lassen.

Nach langen Versuchen bin ich bei den Phänomenen der Torsion durch Magnetostriktion (Wiedemann-Effekt) stehen geblieben; mit welchem Erfolge, werde ich alsbald mitteilen.

Die beiden beigefügten Abbildungen (Fig. 1 und 4) zeigen die Gestalt eines meiner zuletzt konstruierten Apparate, den ich „Konvektor" genannt habe. Dieser Apparat besteht im wesentlichen aus einem Paare elastischer Spannvorrichtungen, A und B, die an den Enden eines isolierenden Brettes befestigt sind. Zwischen ihnen ist ein Eisendraht ausgespannt, dessen Länge so bemessen ist, daß seine Torsionsschwingungen eine bestimmte Periode haben, und außerdem ist seine Spannung so gewählt, daß sie seine magnetoelastischen Eigenschaften in einem bestimmten Sinne verändert.

Der Eisendraht befindet sich in dem konstanten Felde zweier kleiner Stabmagnete, ns und sn, die parallel zu dem Drahte hinter dem Brette so angeordnet sind, daß der Draht mit einem Pole in der Mitte, wo der kleine Spiegel m (vgl. Fig. 3) angebracht ist, magnetisiert wird.

Durch A und B wird in den Draht ein Wechselstrom gesandt, der die gleiche Periode hat, wie die Torsions-Eigenschwingung des Drahtes mit dem Spiegel. Der Draht gerät dann infolge des Wiedemann-Phänomens durch Resonanz in

1) D.R.P. 200659.

Schwingungen von großer Amplitude, und der Spiegel m entwirft auf einen Schirm eine horizontale Lichtlinie, deren Länge konstant ist, solange die magnetische Erregung und — vor allen Dingen — die Frequenz des Stromes konstant bleiben.

Der Eisendraht ist in der Achse eines kleinen Glasrohres ausgespannt, auf welches eine Magnetisierungsspule aufgewickelt ist. Diese Spule ist in zwei gleiche Teile geteilt, die — gerade wie die Magnetstäbe ns und sn — entgegengesetzt

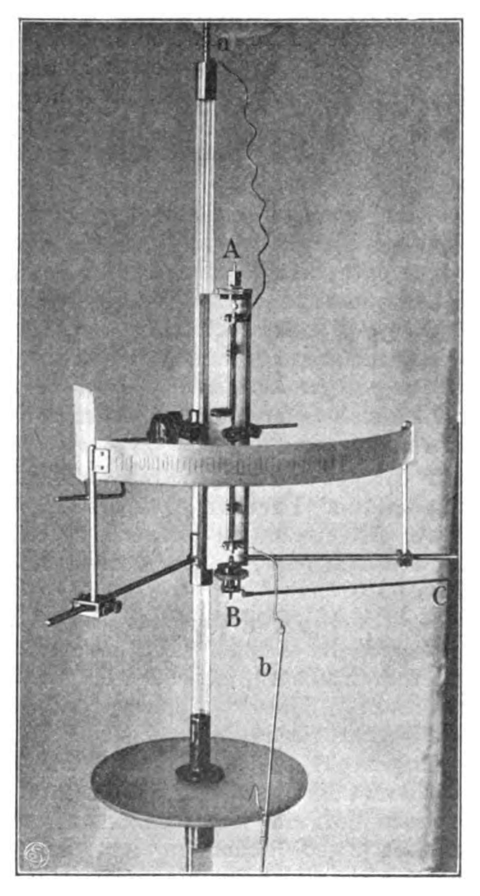


Fig. 1.

gerichtet sind. Die Spulenhälften stehen einerseits mit der Antenne a, andererseits mit der Erde b in Verbindung, oder auch mit den beiden Ladungspunkten eines passenden Resonanzkreises.

Der ganze Apparat wird weiter von einem Glasstabe getragen und ist somit gut isoliert.

Für die Lieferung des Wechselstromes, der den Draht bewegen soll, habe ich lange Zeit den von der Firma Siemens für Induktanzmessungen mit der Brücke konstruierten kleinen Zahnradalternator benutzt, der einen großen Bereich für die Aufsuchung der gewünschten Stromfrequenz gewähren soll. Ich habe ihn aber aufgeben müssen — obgleich er, von anderen Gesichtspunkten aus betrachtet, ein vorzüglicher Apparat ist —, weil sein Motor bei Gleichstrom von 110 Volt mit magnetischer Bremse mir keine hinreichend konstante Geschwindigkeit lieferte, da mein Eisendraht in der Nachbarschaft der Resonanz so überaus empfindlich ist.

Diese Versuche, sowie andere, haben mir gezeigt, daß selbst bei einem Drahte von 0,1 mm Stärke, dem stärksten, den ich versucht habe, ein sehr schwacher Strom genügt, um den Draht in die größten Torsionsschwingungen zu versetzen. Der Alternator lief fast immer ohne Elektromagneterregung.

Schließlich habe ich einen Apparat gebaut, der die Länge des Drahtes zu regulieren und ihn somit auf eine gegebene Frequenz abzustimmen gestattet, und zwar wählte ich die 42 Perioden, wie sie das städtische Netz der Società Piemontese di Elettricità in Turin aufweist.

In diesem Apparat hat der Draht einen Durchmesser von **0,02 mm**; er trägt einen Oszillographenspiegel. Das Folgende bezieht sich nur auf diesen Apparat. Ich will hier nur über seine hauptsächlichen Eigenschaften berichten.

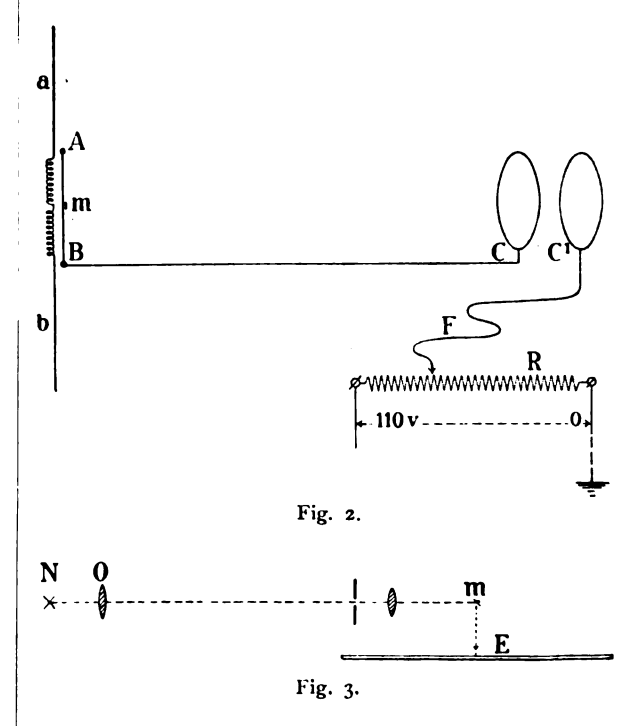


Fig. 2.

Fig. 3.

Die beigefügte Skizze (Fig. 2) zeigt das Schema einer der Versuchsanordnungen. Der Apparat steht inmitten eines Laboratoriums, das sich in einem Bretterbau von 5×6 m Grundfläche und 6 m Höhe befindet.

In dem Horizontalschnitt (Fig. 3) ist N eine Nernstlampe in einer Laterne, deren Objektiv O unter Mitwirkung des Spiegelchens m an meinem Drahte ein helles Bild eines Spaltes auf einen



Schirm *E* entwirft. *E* ist eine Galvanometerskala von 50 cm Länge und ist 15 cm von dem Spiegel entfernt.

Das eine Ende des Eisendrahtes *AB* (Fig. 2) steht durch einen horizontalen isolierten Draht mit der einen Belegung *C* des Luftkondensators *CC'* in Verbindung. Das andere Drahtende bleibt isoliert.

Die Wellenspirale *ab* kann isoliert bleiben, oder auch oben und unten an zwei Antennen — Kupferdrähte von 3 mm Dicke und 1 m Länge — angeschlossen werden, die einen geradlinigen Hertzschen Resonator bilden.

Dies ist eine der vielen Versuchsanordnungen. Man kann die Sache — infolge der vollkommenen Reziprozität des dem Apparate zugrundeliegenden Wiedemann-Phänomens — umkehren. Man kann beispielsweise *A* mit *a*, *B* mit *b* vertauschen. Qualitativ bleiben die zu beschreibenden Erscheinungen dieselben.

An der Wand des Zimmers ist ein Widerstand mit Gleitkontakt, *R*, von 2500 Ohm angebracht, an den die Netzspannung von 110 Volt mit 42 Perioden über eine Lampe angelegt ist.

Der Gleitkontakt ist mit einem einige Meter langen Drahte *F* mit Kautschukisolierung verbunden, der sich in Reichweite des Experimentators befindet.

Ist die Länge des Eisendrahtes *AB* auf die 42 Perioden der an den Rheostaten *R* angelegten Spannung eingestellt, so gerät unter günstigen Verhältnissen der Draht in Torsionsschwingungen von großer Amplitude, einfach infolge elektrischer Induktionswirkung des Endes des Drahtes *F*, das man in der Hand hält, auf die Kondensatorplatte *C* oder auch auf die Antennen *a*, *b*.

Man braucht nur den Draht *F* dem Kondensator oder irgendeinem in der Nähe des empfindlichen Drahtes befindlichen Metallstück zu nähern, oder auch nur ihn mit der anderen Hand zu berühren, um zu sehen, wie sich der Lichtstreifen auf der Skala verbreitert und dann unbeweglich bleibt, solange der Experimentator sich nicht rührt.

Zwischen *C* und *C'* befindet sich eine Luftschicht von einigen Zentimetern. Verbindet man nun den Draht *F* mit *C'*, so bedeckt der Lichtstreifen die ganze Skala von 50 cm und geht sogar heftig darüber hinaus, wenn der Gleitkontakt an einem der Enden des Rheostaten *R* steht. Es handelt sich oft um Spiegelschwingungen von mehr als 90°.

Mittels des Gleitkontaktes kann man die Schwingungen zwischen einem Maximum — das immer ungeheuer groß ist — und einem Minimum — das merklich Null ist — einstellen, und zwar mit großem Spielraum; außerdem noch mittels des Kondensators *CC'*, da der eine Leiter des 110 Volt-Netzes geerdet ist.

Unter diesen Verhältnissen braucht man nur die Halter des empfindlichen Drahtes irgendwo mit der Hand zu berühren, um die Schwingung augenblicklich zu verändern, und zwar bleibt diese Veränderung konstant, solange man sonst nichts weiter ändert.

Da die Frequenz im Netze nicht immer absolut konstant 42 bleibt, sondern im Laufe des Tages zwischen 41 und 43 schwankt, so vermindert sich die Schwingungsamplitude, wenn mein Draht genau auf 42 Perioden abgestimmt ist, fast auf ein Drittel, wenn die Frequenz auf 41 sinkt oder auf 43 steigt.

Bei Verwendung des Stromes aus einer kleinen Maschine, beispielsweise dem bereits erwähnten Siemensschen Alternator, ist die Amplitude des Lichtstreifens immer sehr veränderlich; dadurch werden die Versuche mit den Wellen erschwert.

Die bewegende Kraft für die Torsionsschwingung wird also von dem Kapazitätsstrome des Drahtes und seiner Metallhalter geliefert.

Kein bekanntes Instrument gestattet, die Stärke dieses Stromes zu messen. Weder das beste Telephon (Siemens), noch ein vorzügliches Elektrodynamometer von Bellati-Giltay, noch ein stark erregter Siemensscher Oszillograph haben mir, in den Ladedraht eingeschaltet, jemals einen merklichen Ausschlag ergeben.

Es ist zu bemerken, daß die beiden Stabmagnete *ns*, *sn* hier anscheinend keine Rolle mehr spielen; man kann sie fortlassen und alles Eisen von dem empfindlichen Drahte fernhalten, ohne seine Wirkungsweise merklich zu beeinflussen. Der von einem minimalen Kapazitätsstrom von der gewünschten Frequenz durchflossene Eisendraht ist sich selbst vollkommen genug, wie das Eisen einer Dynamo. Das erklärt sich übrigens aus der Theorie des Wiedemannschen Magnetostriktions-Phänomens, das ich auf die Torsionsschwingung angewendet habe.

Gibt man dies zu, und berücksichtigt man, welch geringe Magnetisierungsstärken von so schwachen Strömen in dem Drahte wachgerufen werden, so versteht man leicht a priori, daß irgendwelche magnetische Störungen im Felde des Drahtes, selbst solche, wie sie von den Hertzschen Wellen in den Magnetisierungsspulen *ab* hervorgerufen werden, die Schwingungsamplitude merklich verändern müssen.

Da indessen der Draht 42 Schwingungen in der Sekunde ausführt, so genügt im allgemeinen ein einziger Wellenstoß nicht, um die Länge des Lichtstreifens auf dem Schirme merklich zu verändern. Um eine konstante Änderung dieser Länge zu verursachen, müssen alle magnetoelastischen Zyklen, die der Eisendraht ausführt, oder doch eine große Anzahl von

ihnen, durch die Wellen in konstanter Weise gestört werden.

Schwache Entladungsfunken einer Kondensator-Influenzmaschine, die in der Nähe des Drahtes übergehen und eine 2 m hohe Antenne laden, bringen im allgemeinen nur eine kleine und plötzliche Bewegung am Ende des Lichtstreifens auf dem Schirme hervor, die bald in dem einen, bald in dem anderen Sinne verläuft. Diese Wellen fallen nämlich nur auf einen kleinen Teil eines einzigen Zyklus unter 42.

Die atmosphärischen Entladungen werden sich meinem Apparate gegenüber ebenso verhalten.

Ein als Hertzscher Oszillator mit zwei 50 cm langen Kupferdrähten geschalteter Clarke-Zünder beeinflußt das Lichtband von irgend einem Punkte des Zimmers aus merklich durch 0,5 mm lange Funken in sehr schneller Folge. Bei einer gewissen Geschwindigkeit der kleinen Maschine kann man das Lichtband auf dem Schirme zwischen 10 cm und 20 cm schwanken lassen.

Ist der Apparat isoliert auf einer langen Unterlage mit zwei Paar Antennen (3 mm starken und 1 m langen Kupferdrähten) so montiert, wie es Fig. 4 zeigt, und wird er dann durch Influenz seitens eines Poles der Sekundärspule eines mit 42 Perioden gespeisten Ruhmkorff-Induktors (der in einigen Metern Abstand steht) in stationäre Schwingungen versetzt, so spricht er stark auf die Wellen an, die ein geradliniger Oszillator von 2 m Länge aussendet, an dem eine ganz kleine Spule mit einem Unterbrecher von 84 Perioden oder auch ein anderer Wechselstrom von 42 Perioden einen Funken von 0,5 mm erzeugt; die Amplitude des Lichtstreifens wird dann stetig verdoppelt.

Wenn der Oszillator ein wenig gegen 42 Perioden verstimmt wird und dauernd arbeitet, so zeigt das Lichtband große regelmäßige Stöße, ähnlich wie sie eine Stimmgabel von zirka 84 Perioden erzeugt, die man am unteren Ende auf die Grundplatte aufsetzt.

Der Apparat ist also für eine besondere Gattung von Störungen besonders empfindlich, nämlich für solche, die sich in Gruppen mit seiner Eigenfrequenz folgen. Alle anderen Detektoren dagegen sind für beliebige Wellen gleichmäßig empfindlich.

Man kann diesen Apparat dem Einfluß atmosphärischer Störungen ganz entziehen und ihn in vielen Fällen gegen eine große Anzahl von Wellensystemen, die man nicht empfangen will, unempfindlich machen. Außer der Hochfrequenzresonanz, die man unabhängig mit den bekannten Mitteln herstellen kann, besitzt er nämlich noch eine Resonanz geringer Frequenz mit der

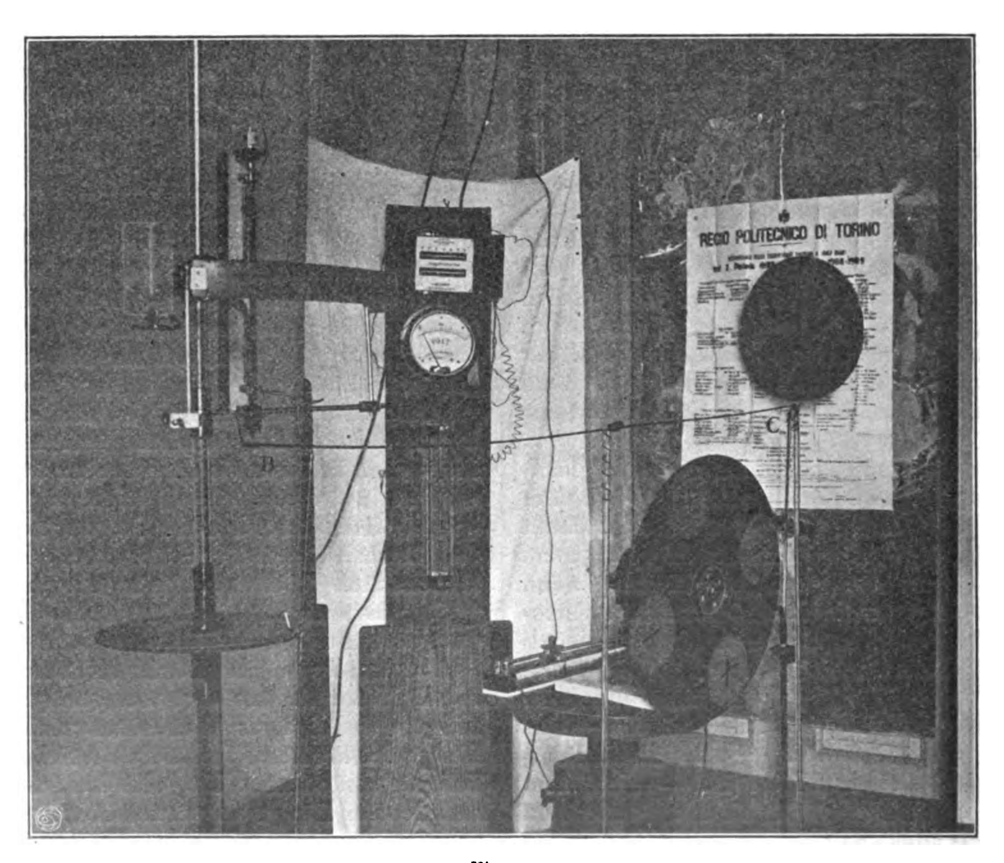


Fig. 4.

Sendestation, durch die man vollkommene Abstimmung erreichen kann.

Daraus ergibt sich die grundsätzliche Notwendigkeit, an beiden Stationen eine Wechselstromquelle von bestimmter und konstanter Frequenz zu haben, die aber, ebenso wie die Länge des Drahtes im Empfangsapparate, sonst beliebig ist. Der Strom aus dieser Wechselstromquelle speist die Funkenstrecke und liefert so die gewünschte Zahl von Funken oder Wellenzügen, während der empfindliche Draht des lokalen Empfangsapparates durch elektrostatische Influenz von seiten eines der Pole eines kleinen Hochspannungstransformators, der passend von den Klemmen der Wechselstrommaschine abgezweigt ist, in Schwingung erhalten wird. Man kann somit sowohl abgehende wie ankommende Depeschen aufzeichnen.

Ich habe übrigens kürzlich festgestellt, daß der Draht keiner fremden Energiequelle von wechselndem Sinne bedarf, die mit ihm in Einklang steht, um in Schwingung versetzt zu werden (eine solche Energiequelle kann immer durch eine elektromagnetische Stimmgabel mit Gleichstrombetrieb dargestellt werden, die 1 Watt verbraucht). Ein Wellenzug stark gedämpfter Hertzscher Wellen, die starken Stößen gleichen und einander in Abständen gleich der Eigenperiode des Drahtes folgen, genügt, um den Draht in Schwingungen von einer Amplitude zu versetzen, die bei weitem ausreicht, um die Punkte und Striche der Morseschrift unmittelbar sichtbar zu machen. In dieser vereinfachten Gestalt bildet der Apparat einen Detektor für ein neues System der drahtlosen Telegraphie, die keine Abstimmung auf hohe Frequenz mehr erfordert, sondern nur eine solche auf niedrige Frequenz, die man nach Belieben durch die Drahtlänge verändern kann.

Der Name „Konvektor", den ich diesem Apparate gegeben habe, erhält seine Berechtigung durch folgenden Versuch, der recht geeignet ist, eine klare Vorstellung von seiner äußersten Empfindlichkeit und seinen charakteristischen Eigentümlichkeiten zu geben.

Theoretisch kennt man sehr gut den Fall eines Hertzschen Oszillators, der von einer isolierten in gleichförmiger Kreisbewegung oder in schwingender Bewegung längs einer geraden Bahn befindlichen Ladung gebildet wird, oder den Fall eines symmetrisch in einer kreisförmigen oder geraden Bahn schwingenden elektrischen Dipols $\pm$. Bisher hat man aber meines Wissens noch keine experimentelle Bestätigung für die Theorie erbracht, und zwar, weil es an Resonanzapparaten fehlte, die für Wellen so großer Periode, wie man sie auf diese Weise mechanisch erzeugen könnte, genügend empfindlich wären.

Nun, mein Eisendraht bildet eben einen solchen Resonator für eine derartige Welle von 42 Perioden.

Ist der Apparat vollkommen isoliert und jeder elektrischen Erregung derart entrückt, daß der Spiegel in Ruhe ist, so vermag er durch die Wirkung des Konvektions-Wechselstromes in lebhafte Schwingungen zu geraten, mit anderen Worten durch die Welle, die durch die gleichförmige Umdrehung einer Ebonitscheibe von 40 cm Durchmesser ausgesandt wird, welche zwei kreisförmige Zinnbelegungen trägt, die zuvor mittels einer Leidener Flasche positiv und negativ geladen worden sind, wenn die Scheibe etwa 2400 Umläufe macht. Die Schwingung des Eisendrahtes verbreitert sich langsam, wenn die Geschwindigkeit dem Synchronismus nahekommt, dann schneller, und sie sinkt wieder, wenn die Geschwindigkeit den Synchronismuswert überschreitet. Wenn bei dieser Geschwindigkeit die Belegungen entladen werden, so fällt die Schwingung des Drahtes augenblicklich auf Null. Die Anordnung wird durch die Fig. 4 dargestellt.

(Aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 8. Juni 1909.)

Demonstrationen und Modelle zur Lehre von den flüssigen Kristallen.

Von O. Lehmann.

Vorträge über flüssige Kristalle, die ich auf Wunsch der Société Française de Physique in Paris[1]) und auf Wunsch der Société Suisse de Physique in Genf[2]) gehalten habe, gaben mir Anlaß, eine Anzahl von Demonstrationspräparaten, welche die wichtigsten Eigenschaften flüssiger Kristalle besonders deutlich erkennen lassen, auszusuchen, sowie Modelle zur Nachahmung der Erscheinungen durch bekannte Kräfte zusammenzustellen. Da das Ausprobieren geeigneter Mischungen für die Demonstration, selbst bei genauer Kenntnis der Erscheinungen, eine umständliche und zeitraubende Arbeit ist, nehme ich an, nähere Mitteilungen über die gewonnenen Erfahrungen möchten manchem erwünscht sein. Die Einrichtung des Kristallisationsmikroskops, dessen man zur Beobachtung der Präparate bedarf[3]), setze ich als be-

1) Am 16. April 1909 im physikalischen Auditorium der Sorbonne.

2) Am 22. Mai 1909 in der Aula der Genfer Universität.

3) Im allgemeinen genügt ein gewöhnliches Mikroskop, welches man sich selbst mit Polarisator und Analysator sowie mit einem kleinen Gasflämmchen zur Erwärmung der Präparate von unten und einem Blasrohr zur Kühlung von oben versehen hat. Vollständige Instrumente liefern Voigt und Hochgesang in Göttingen und Carl Zeiß in Jena. Vgl. O. Lehmann, Molekularphysik I, 119, 1888 u. J. Frick, physik. Technik, 7. Aufl. I (1), 615, 1904; II (2), 1194, 1909.

kannt voraus. Nähere Beschreibung findet man in meinen früheren Publikationen[1]).

Versuch 1. Man bringt α-naphthylaminsulfosaures Natrium[2]) auf einen Objektträger mit etwas Wasser, deckt ein flaches Uhrglas (die konkave Seite nach oben) darauf, erwärmt, bis sich das Salz bis auf wenige Reste aufgelöst hat und läßt dann unter dem Mikroskop abkühlen. Die sich bildenden streng regelmäßigen Kristalle eignen sich zur Erläuterung der herkömmlichen Kristalldefinition, nach welcher ein Kristall ein homogener anisotroper fester Körper ist. Wenn man das Präparat zwischen gekreuzten Nicols dreht, werden die Kristalle je viermal hell und dunkel. Bei wiederholtem Erwärmen und Abkühlen sieht man die Kristalle immer in regelmäßigen polyedrischen Formen wachsen und zwar in solchen, die durch Aggregation von Molekülen zu einem Raumgitter oder zu regelmäßigen Punktsystemen entstanden gedacht werden können.

Versuch 2. Läßt man nun aber in gleicher Weise Salmiak kristallisieren, so bilden die entstehenden Skelette (ähnlich Schneesternen) eine scheinbare Ausnahme. Vermutlich sind sie Mißbildungen, verursacht durch überwiegende Stärke des Diffusionsstroms sowie des Wärmeleitungsstroms an den Ecken und Kanten gegenüber dem auf den Flächen[3]). Die Vogelsangsche Annahme, solche „Kristalliten" bildeten sich nicht wie normale Kristalle durch Zusammenlagerung von Molekülen, sondern von kleinen embryonalen Kriställchen, „Globuliten", beruht auf irrigen Beobachtungen[4]) und ist deshalb zu verwerfen. Nach H. Siedentopf[5]) sollen allerdings selbst vollkommen regelmäßige und durchsichtige Steinsalzkristalle von unzähligen unsichtbaren Poren durchsetzt sein, in welche Natriumdampf eindringen und zur Kondensation veranlaßt werden kann. Nach Wo. Ostwald[1]) und zahlreichen andern sollen ferner stetige Übergänge zwischen sehr feinen Suspensionen (kolloidalen Lösungen) und molekularen (kristalloiden) Lösungen bestehen, woraus zu schließen wäre: im Prinzip müßten sich Kristalle auch aus Kolloidpartikelchen, statt aus Molekülen bilden können. Tatsächlich bilden sich aus manchen kolloidalen Lösungen z. B. von Eiweiß, Hämoglobin usw. Kristalle. Meines Erachtens handelt es sich aber hierbei nicht um geordnete Aggregationen kolloidaler Partikelchen, sondern um wahre Kristalle, die sich aus einer der kolloidalen Lösung beigemischten kristalloiden Lösung ausscheiden unter Aufzehrung der leichter löslichen Kolloidpartikelchen, die amorph eingedickte Tröpfchen oder kleine Kriställchen einer labilen Modifikation sein können[2]). Wären Kristalle schwammige Aggregate feiner Kolloidpartikelchen, so müßten fremde Flüssigkeiten und Gase in deren Poren eindiffundieren können. Man beobachtet aber höchstens Quellungserscheinungen, die auf lockerer chemischer Verbindung der Substanz mit Wasser beruhen dürften, da sie sich nicht bis zu völliger Auflösung der Substanz fortsetzen.

Versuch 3. Dem Begriff der Homogenität gemäß, welcher wesentlicher Bestandteil der bisherigen Kristalldefinition ist, müssen alle Punkte eines Kristalls einander gleichwertig sein und ebenso alle parallele Richtungen. Notwendig müssen deshalb alle Moleküle eines Kristalls gleiche chemische Zusammensetzung haben, Einlagerung fremder Moleküle ist unmöglich. Die Bildung isomorpher Mischkristalle ist nach bisheriger Ansicht darauf zurückzuführen, daß Isomorphie Einmischung in die Moleküle ermöglicht. Setzt man nun aber zu einem Salmiakpräparat noch Kupferchlorid, so scheiden sich, bei passendem Mischungsverhältnis, unförmliche Mischungen mit Kupferchlorid-Chlorammonium in feinster Verteilung aus, bei welchen man schon nach der Lage der Auslöschungsrichtungen erkennen kann, daß es sich um Parallelverwachsung handelt. Somit folgt, auch Moleküle verschiedenartiger Stoffe können orientierend aufeinander einwirken.

Versuch 4. Wird das Kupferchlorid durch Eisenchlorid ersetzt (nur wenig), so entstehen gleichmäßig rotgelbgefärbte Würfel von Salmiak, die nicht als isomorphe Mischungen beider Stoffe gedeutet werden können, sondern höchstwahrscheinlich durch parallele Einlagerung von Molekülen des Doppelsalzes derselben entstehen.

1) Eine Zusammenstellung derselben ist gegeben in den größeren Schriften: Flüssige Kristalle, 1904, Leipzig, W. Engelmann; Die scheinbar lebenden Kristalle, 1907, Eßlingen, J. F. Schreiber, und Flüssige Kristalle und die Theorien des Lebens, 2. Aufl., 1908, Leipzig, J. Ambr. Barth. Die letzteren enthalten auch Inserate der Firmen, welche Instrumente und Präparate liefern.

2) Ebenso wie die meisten anderen Präparate zu beziehen von E. Merck in Darmstadt. Zweckmäßig reinigt man es vor dem Gebrauch durch Umkristallisieren in großen Kristallen, oder man verlange derart gereinigtes.

3) Nach Arthur Rosenthal in München (Sitzb. d. Kgl. Bayer. Akad. 1908, 4. Jan.) liegen außerdem nichtkonvexe Polyeder vor. Vgl. Fr. Slavik, Zeitschr. f. Krist. **36**, 271, 1902.

4) Nach Wo. Ostwald, Grundriß der Kolloidchemie, Dresden 1909, Th. Steinkopff. S. 123 soll die Vogelsangsche Hypothese richtig sein, doch wird kein Versuch gemacht, die gegen dieselbe erhobenen Einwände (s. O. Lehmann, Molekularphysik I, 731) zu entkräften.

5) H. Siedentopf, diese Zeitschr. **6**, 855, 1905; ebenso L. Wöhler, Zeitschr. f. anorg. Chem. **47**, 353, 1905; dagegen O. Lehmann, Elektrische Lichterscheinungen oder Entladungen, Halle a. S. 1898, W. Knapp, S. 490.

1) Wo. Ostwald, a. a. O., S. 93. Beweis fehlt.

2) Vgl. z. B. das Aufzehren einer kristallinischen Gallerte von Chrysoidinchlorhydrat durch große Kristalle in meiner Molekularphysik, Bd. I, S. 664, Fig. 299; ferner das Aufzehren von Schwefelglobuliten a. a. O., S. 729, Fig. 317.

Falls ursprünglich Reste von reinem Salmiak vorhanden waren, lassen sich auch Kristalle beobachten, die im Innern farblos, außen rotgelb sind, bei welchen also parallele Richtungen nicht gleichwertig sind. Dieselben können weder chemisch noch physikalisch als homogen betrachtet werden; die Homogenität ist somit aus der Kristalldefinition zu streichen.

Versuch 5. Läßt man wie bei Versuch 1 Mekonsäure aus Wasser kristallisieren, nachdem man in die Mitte des Präparats eine kleine Menge Gentianaviolett gebracht hat, so entstehen dichroitische blaugefärbte Kristalle, die gekrümmt und verzweigt sind (ähnlich den Eisblumen an gefrorenen Fensterscheiben), um so stärker, je intensiver die Färbung. Sie beweisen noch mehr wie die Salmiakeisenchloridkristalle, daß sowohl chemische wie physikalische Homogenität nicht zum Wesen eines Kristalls gehört, da sich stetige Übergänge zu völlig homogenen Kristallen herstellen lassen. Ferner zeigen sie, daß Einlagerung fremder Moleküle Form und Struktur der Kristalle stört, sowie deren Wachstumsgeschwindigkeit bedeutend vermindert.

Versuch 6. Schmilzt man Benzoin mit etwas Kolophonium unter gewöhnlichem Deckglas, kühlt rasch durch Auflegen des Präparats auf Quecksilber, wodurch die Masse amorph erstarrt, und erwärmt dann vorsichtig unter dem Mikroskop, so bilden sich Sphärokristalle, d. h. Kristalle mit so reicher allseitiger Verzweigung, daß die Enden der Zweige auf einer Kugelfläche liegen.

Versuch 7. Schmilzt man (sehr wenig) Ammoniumnitrat ebenfalls unter ebenem Deckglas und beobachtet die Erstarrung zwischen gekreuzten Nicols, so erkennt man an dem Wechsel der bunten Interferenzfarben den Eintritt der polymorphen Umwandlungen. Der Theorie der Polymorphie gemäß sollten dabei die Moleküle erhalten bleiben, nur deren Raumgitter sollten sich ändern, insofern eine (infolge der Abkühlung) auftretende innere Spannung die innere Reibung der Ruhe (Elastizitätsgrenze) überwindet und molekulare Umlagerung hervorruft. Bei Wiedererwärmung beobachtet man aber Rückumwandlung bei denselben Temperaturen, d. h. Existenz bestimmter Umwandlungstemperaturen, die mit solcher Auffassung unverträglich ist. Die weicheren, den höheren Temperaturen entsprechenden Modifikationen kann man (durch Drücken und Zerren) plastisch deformieren ohne Änderung ihrer Eigenschaften, insbesondere der Löslichkeit. Eine molekulare Umlagerung ohne Änderung der Moleküle selbst kann demnach nicht als Übergang in eine andere Modifikation erscheinen; eine solche setzt Änderung der Moleküle voraus. Besonders deutlich zeigt sich dies auch in der Erhaltung des Schmelzpunkts von regulärem Jodsilber bei beliebiger Deformation.

Versuch 8. Ein wie bei Versuch 1 hergestelltes Präparat von α-naphthylaminsulfosaurem Natrium mit relativ wenig Wasser läßt (zwischen gekreuzten Nicols) zunächst großblättrige Kristalle einer labilen Modifikation beobachten, die allmählich von den rhombischen Tafeln der gewöhnlichen Modifikation aufgezehrt werden. Infolge ihrer leichteren Löslichkeit ist nämlich die Lösung übersättigt bezüglich der stabilen Modifikation.

Auch in diesem Falle kann die Verschiedenheit der Eigenschaften, insbesondere der Löslichkeit, nur durch Verschiedenheit der Moleküle bedingt sein. Geringfügige Verschiedenheit derselben bedingt sehr große Änderung der Eigenschaften, Störung der Aggregation ist dagegen ohne Einfluß.

Versuch 9. Man erwärme sirupartiges Ammoniumoleat[1]) mit wenig (etwas Wasser enthaltendem) Alkohol unter einem großen flachen Uhrglas, wie bei Versuch 1, bis nahe zum Sieden, indem man das Deckglas mehrmals abhebt und wieder aufsetzt, um eine gute Mischung zu erzeugen. Es müssen schließlich noch einige ungelöste Portionen des Oleats da und dort übrig sein. Nun lasse man zwischen gekreuzten Nicols abkühlen. Die auftretenden, im ersten Moment sehr kleinen, schlank pyramidalen Kriställchen fließen rasch zu größeren zusammen. Beim Bewegen des Deckglases fließen sie mit der Flüssigkeit um Hindernisse (z. B. Luftblasen) herum, sich biegend und streckend gemäß dem Verlauf der Stromlinien, wie wenn sie nur mit Doppelbrechungsvermögen begabte Teile der Flüssigkeit selbst wären.

Wird die Krümmung eines Kristalls zu stark, so tritt eine Art Knick ein; der Kristall ist nunmehr ein knieförmiger Zwilling.

Ebenso bilden sich Zwillinge, auch Durchkreuzungszwillinge, wenn sich zwei Kristalle annähernd in rechtem Winkel treffen. Sie fließen dann wohl auch zusammen, nehmen aber nicht einheitliche Struktur an, sondern bleiben als Komponenten des Zwillings erhalten.

Daß die Kristalle, obschon flüssig, durch die Oberflächenspannung, welche, wie die Abwesenheit von inneren Strömungen in den Kristallen beweist, an allen Stellen der Oberfläche gleichen Wert haben muß, nicht zu Kugeln

1) Es ist nicht jede Modifikation geeignet. Die hier gemeinte ist zu beziehen von E. Merck, chemische Fabrik in Darmstadt und Dr. S. Gärtner in Halle a. S. Dorotheenstr. 9. Lecithin aus verdünntem Alkohol gibt ähnliche, schon in gewöhnlichem Licht sichtbare Kristalle, der Versuch ist aber schwieriger.



zusammengedrückt werden, erfordert die Annahme einer besonderen, von der Elastizität verschiedenen gestaltbildenden Kraft. Ich nannte sie Gestaltungskraft und betrachte sie als Ergebnis der Anisotropie der durch die Kohäsion im Gleichgewicht gehaltenen, wegen der Kristallstruktur nach verschiedenen Richtungen mit verschiedener Stärke wirkenden Expansivkraft. Tatsächlich nehmen die Teile eines zerrissenen Kristalls sofort wieder von selbst normale Form und Struktur an („spontane Homöotropie").

Durch diesen Versuch ist zum erstenmal die Existenz flüssiger doppeltbrechender Kristalle bewiesen worden, nachdem schon bei Jodsilber zähflüssige, nicht doppeltbrechende Kristalle gefunden waren[1]). Ihr Verhalten bestätigt, daß Änderung der Art der Zusammenlagerung der Moleküle die Eigenschaften, insbesondere die Löslichkeit nicht merklich beeinflußt, die Polymorphie also nicht einfach durch molekulare Umlagerung erklärt werden kann; ferner, daß keineswegs, wie man nach dieser Theorie erwarten sollte, das Raumgitter ein leicht zerstörbares Gebilde ist, welches schon durch die geringste innere Spannung (Überschreitung der Umwandlungstemperatur) zum Umklappen in ein anderes gebracht wird, daß vielmehr beliebig starke mechanische Einflüsse außerstande sind, die Kristallstruktur zu zerstören, da diese sich fortdauernd während jeder Deformation ganz von selbst durch die gegenseitige Richtkraft (Kräftepaare, Drehmomente), welche die Moleküle aufeinander ausüben, wiederherstellt.

Die sogenannten amorphen Körper, welche sich durch allmähliche Erstarrung überkühlter Schmelzen bilden, sind, wie sich bereits zuvor als Konsequenz der Widerlegung von Mitscherlichs Theorie der Polymorphie ergeben hatte, keineswegs, wie man bisher glaubte, aufzufassen als unregelmäßige Aggregate gleichartiger Moleküle, die sich eben der molekularen Richtkraft wegen immer nur geordnet zusammenlagern können, sondern als ein Gemisch der Moleküle verschiedener Modifikationen in einem durch Temperatur und Druck bestimmten Mengenverhältnis. Nur infolge dieser fremden Beimischungen ist unregelmäßige Lagerung der vorwiegenden Moleküle möglich, bei plastischer Deformation tritt aber leicht teilweise Parallelrichtung ein, die sog. „akzidentelle Doppelbrechung" verursacht. Ihrer Konstitution wegen besitzen diese amorphen Körper keinen Schmelz- und Sättigungspunkt, sie sind keine „Phasen", sie können nicht wachsen wie Kristalle und nicht mit Phasen im Gleichgewicht sein.

Versuch 10. Sehr auffällig zeigt sich die Wirkung der molekularen Richtkraft, wenn man ein vorwiegend flüssige Kristalle des Ammoniumoleats und nur wenig Lösungsmittel enthaltendes Präparat durch Hin- und Herschieben des Deckglases auf dem Objektträger (stets in parallelen Richtungen) kräftig deformiert.

Alle Kristalle sind parallel geworden und haben einheitliche Struktur angenommen („erzwungene Homöotropie"), so daß sie beim Drehen des Objekttisches alle gleichzeitig hell und dunkel werden. Auch falls sie zu einer netzartigen oder völlig zusammenhängenden Masse zusammengeflossen sind, löscht diese beim Drehen des Objekttisches einheitlich aus. Längsrichtungen und Auslöschungen stehen senkrecht zu den Verschiebungsrichtungen, wie wenn die Moleküle kleine einachsige Walzen wären, die sich durch das Hin- und Herrollen parallel gerichtet hätten.

Versuch 11. Versetzt man ein Präparat mit etwas Magdalarot und Olivenöl, so erscheinen die Kristalle im polarisierten Licht dichroitisch, d. h. sie werden beim Drehen des Objekttisches abwechselnd rot und farblos. Läßt man das Präparat längere Zeit stehen, so verlieren sich scheinbar Dichroismus und Doppelbrechung, in Wirklichkeit haben sich die Molekülachsen vertikal zu den Glasflächen gestellt, die Massen sind „pseudoisotrop" geworden, wie man leicht erkennt, wenn man das Präparat schief in den Strahlengang bringt oder durch Andrücken des Deckglases mittels der Präpariernadel die Anordnung der Moleküle stört.

Vermutlich sind pseudoisotrope Massen keine einachsigen Kristalle[1]), d. h. es existieren nicht, wie bei diesen, nur zwei oder drei durch die Achse gehenden Symmetrieebenen, sondern unendlich viele. Pseudoisotrope Massen von größerer Ausdehnung erscheinen durchzogen von Streifen, wie wenn eine ölige Flüssigkeit beigemischt wäre. Zwischen gekreuzten Nicols erscheinen die Streifen überall hell, wo sie nicht zufällig den Nicoldiagonalen parallel sind. Diese „öligen Streifen" sind Stellen, wo die Molekülachsen sich nicht senkrecht zum Glas eingestellt haben, sondern parallel dazu.

Versuch 12. Besonders schön zeigen sich die öligen Streifen bei Reinitzers Cholesterylbenzoat, wenn man eine (nicht zu dünne) Schicht unter ebenem Deckglas schmilzt und zwischen gekreuzten Nicols bis zum Auftreten dieser Streifen abkühlen läßt. Drückt man mit

1) O. Lehmann, Zeitschr. f. physik. Chem. **18**, 91, 1895; Ann. d. Phys. **25**, 852 u. **27**, 1099, 1908; Ber. d. D. chem. Ges. **41**, 3774, 1908. Die Demonstration der Jodsilberkristalle ist schwierig. Man benutzt zweckmäßig Quarzobjektträger (12×12 mm), zu beziehen von W. C. Heräus in Hanau) und setzt als Lösungsmittel (sehr wenig) Chlorsilber zu.

1) Wie Vorländer, Ber. d. D. chem. Ges. **41**, 2033, 1908 annimmt (s. a. O. L. a. a. O., S. 3783).



der Präpariernadel auf das Deckglas, so erkennt man leicht, daß die Masse flüssig ist.

Versuch 13. Einzelne Kristallindividuen sind bei dem vorigen Versuch nicht zu erkennen. Auch Isolation derselben durch Zusatz eines Lösungsmittels ermöglicht dies kaum, weil die Individuen zu klein sind und nur im dunkeln Grau I O, also sehr blaß erscheinen. Nimmt man aber Olivenöl als Lösungsmittel, so bildet sich eine andere in größeren Individuen auftretende flüssig-kristallinische Modifikation, welche durch das Auftreten von Cholesteryloleat stabil gemacht wird. Bei diesen Kristallen kann man (bei dickerer Schicht) das Zusammenfließen ähnlich wie beim Ammoniumoleat sehen, wenn auch die Individuen bedeutend kleiner sind als bei diesem.

Versuch 14. Ein besonders schönes Präparat zur Beobachtung des Zusammenfließens der Kristalle ist Vorländers Paraazoxybenzoesäureäthylester, vorausgesetzt, daß er genügend rein ist[1]). Man schmilzt (eine nicht zu dünne Schicht) unter Beigabe von etwas Xylol unter ebenem Deckglas und reguliert nun die Temperatur unter gleichzeitiger Anwendung von Heiz- und Kühlvorrichtung so, daß die flüssigen Kristalle (lange dünne einachsige Prismen) abwechselnd wachsen und sich wieder auflösen. Im polarisierten Licht erscheinen sie dichroitisch, namentlich bei Zusatz von etwas Paraazophenetol.

Versuch 15. Kommen Kristalle von Ammoniumoleat oder Paraazoxybenzoesäureäthylester mit einer Luftblase in Berührung, so breiten sie sich darauf aus infolge ihrer geringeren Oberflächenspannung, ähnlich wie zähes Öl. Die Molekülachsen stellen sich dabei überall senkrecht zur Oberfläche, so daß eine Art hohler Sphärokristalle entsteht.

Am auffälligsten zeigt sich die Erscheinung, wenn man Paraazoxybenzoesäureäthylester unbedeckt schmilzt und nun bis zum Auftreten der flüssigen Kristalle unter dem Mikroskop erkalten läßt. Die Oberfläche bedeckt sich mit annähernd gleich großen, dicht zusammengedrängten Linsen, ähnlich „Fettaugen", deren Verhalten im polarisierten Lichte an das der Sphärokristalle erinnert.

Versuch 16. Die Ausbreitung der flüssigen Kristalle von Ammoniumoleat kann auch an der Oberfläche isotroper Flüssigkeitstropfen erfolgen, doch reicht hier die Oberflächenspannung nicht zu, Kugelform zu erzwingen, sondern es entstehen Zylindergebilde, sogenannte Myelinformen (z. B. beim Zusammenbringen von Olein und Ammoniak). Die auffälligsten Myelinformen, die sogenannten „scheinbar lebenden Kristalle", erhält man, indem man etwas von Vorländers Paraazoxyzimtsäureäthylester (möglichst rein) in einer zur völligen Lösung unzureichenden Menge von reinem Monobromnaphthalin in der Nähe des Schmelzpunkts auflöst und sodann unter dem Mikroskop (bei 300—800facher Vergrößerung in natürlichem Licht) erkalten läßt, indem man durch gleichzeitige Betätigung von Heizung und Kühlung die Temperatur so regelt, daß sich eben flüssige Kristalle bilden. Die Schicht darf nicht zu dünn sein und muß noch ungelöste Partien der Substanz enthalten. In der Nähe der letzteren ist die Konzentration zu hoch, es bilden sich nur kugelige Massen, in größerer Entfernung ist sie zu klein, man erhält überhaupt keine flüssigen Kristalle, sondern nur feste (in Form langer Nadeln). Man muß also da suchen, wo nur vereinzelte flüssige Kristalle (rundliche Massen) auftreten und wird dann bald lange Schlangen, bakterienartige Stäbchen usw. bemerken, die sich wurmartig schlängelnd bewegen, kopulieren, teilen oder auch plötzlich zu Kugeln kontrahieren. Zwischen gekreuzten Nicols zeigen die Kugeln schwarze Kreuze.

Versuch 17. Bei den bisher besprochenen flüssigen Kristallen hindert die Gestaltungskraft die Wirkung der Oberflächenspannung, so daß keine vollkommenen Kugeln entstehen. Vollkommen runde Kristalltropfen erhält man dagegen bei der flüssig-kristallinischen Modifikation von Gattermanns Paraazoxyanisol. Es empfiehlt sich folgende Mischung (in Gewichtsteilen), welche man unter gewöhnlichem Deckglas schmilzt und bei geeigneter Temperatur bei 100—300facher Vergrößerung beobachtet: Paraazoxyanisol 63,8, Paraazoxyphenetol 25,5, Paraazophenetol 6,3, Kolophonium 2,5, Olivenöl 1,9.

Im polarisierten Lichte zeigen die Tropfen Dichroismus[1]), zwischen gekreuzten Nicols schwarze oder graue Kreuze usw.

Versuch 18. Schmilzt man reines Paraazoxyanisol zwischen gut gereinigtem Objektträger und reinem Deckglas, läßt bis zum Erstarren zwischen gekreuzten Nicols abkühlen und erwärmt dann wieder bis zur Umwandlung in die flüssig-kristallinische Modifikation, so bleiben die vorhandenen hellen und dunklen Felder mehr oder weniger deutlich erhalten, ja sie treten selbst wieder auf, nachdem man etwas (aber nicht viel) über den Schmelzpunkt erhitzt hat. Offenbar haftet auch noch über dem Schmelzpunkt eine dünne Schicht von Molekülen der festen Kristalle vom Glase, welche durch ihre Richtkraft flüssige Kristalle mit parallelen Molekülen erzeugen[2]).

1) Zu beziehen von Dr. Simon Gärtners chem. Privatlaboratorium in Halle a. S., Dorotheenstr. 9, welches auch alle im folgenden genannten Stoffe liefert.

1) Besonders bei Einschaltung eines blaßblauen Glases oder Verwendung eines blauen Objektträgers.

2) Der Versuch (O. L., Wied. Ann. **41**, 529, 1890) läßt

Versuch 19. Verwendet man im vorigen Fall eine Linse als Deckglas, so erhält man in der Stellung der Aufhellung die Newtonschen Farbenringe, namentlich nach wiederholtem Hin- und Herschieben der Linse, wodurch die am Glase haftenden festen Moleküle parallel gerichtet werden, was einheitliche Aufhellung der flüssig-kristallinischen Modifikation zur Folge hat.

Versuch 20. An der Grenze von Paraazoxyphenetol und Cholesterylkaprinat bilden sich Mischkristalltropfen, insofern sich etwas von der letzteren Substanz in die Kristalltropfen der ersteren einlagert. Letztere verlieren infolgedessen die kugelrunde Gestalt und nehmen die Form von Ellipsoiden oder beiderseits zugespitzten Zylindern an, welche häufig zu knieförmigen Zwillingen oder zu Drillingen vereinigt auftreten. In gleicher Weise wie diese Übergangsformen zu den polyedrischen flüssigen Kristallen des Cholesterylkaprinats, könnten durch Mischung Übergänge bis zu festen Kristallen, d. h. solchen, welche eine Elastizitätsgrenze besitzen, hergestellt werden.

Versuch 21. Ebenso wie bei festen Kristallen fremde Beimischungen Störungen verursachen, gilt dies auch bei flüssigen. So kann z. B. die Doppelbrechung derart vermindert werden, daß lebhafte Interferenzfarben selbst bei solcher Dicke auftreten, bei welcher die reine Substanz nur das Weiß (bzw. Gelb) höherer Ordnung zeigt. Zur Erzeugung von Kristalltropfen, welche zwischen gekreuzten Nicols schöne Interferenzfarben zeigen, empfiehlt sich deshalb folgende Mischung: Paraazoxyanisol 97,0, Azobenzol 0,77, Kolophonium 1,55, Olivenöl 0,77. Die Schicht (unter gewöhnlichem Deckglas) muß sehr dünn sein. Derart gepreßte Tropfen zeigen natürlich eine etwas andere Struktur als dicke; symmetrische schwarze Kreuze, wie bei letzteren, können nicht beobachtet werden.

Versuch 22. Zusatz von Kolophonium bei Herstellung der Kristalltropfen von Paraazoxyphenetol bedingt eine eigentümliche Verdrehung der Struktur, die sich schon durch spiralige Verdrehung der in natürlichem Licht sichtbaren Schlieren äußert, ganz besonders aber durch Rotation der Tropfen entgegengesetzt der Richtung des Uhrzeigers. Die Rotationsgeschwindigkeit ist um so größer, je größer die Temperaturdifferenz zwischen unten und oben. Man benutzt zur Demonstration dasselbe Präparat wie bei Versuch 17, erwärmt aber stärker und verstärkt entsprechend auch den kühlenden Luftstrom.

Versuch 23. Der Einfluß des Kolophoniums macht sich auch dadurch geltend, daß starke Drehung der Polarisationsebene auftritt, so daß die schwarzen Kreuze und anders geformten Streifen, welche die normalen Kristalltropfen zwischen gekreuzten Nicols zeigen, in graue oder farbige übergehen, sofern nicht zufällig die Dicke derart ist, daß die Drehung 180^0 oder ein vielfaches davon beträgt. Durch Drehen des Analysators kann man die farbigen Kreuze in schwarze verwandeln. Empfehlenswert ist folgende Mischung, welche man in sehr dünner Schicht unter ein ebenes Deckglas bringt: Paraazoxyphenetol 67,5, Paraazoxyanisol 29,0 und Kolophonium 3,5.

Versuch 24. Schmilzt man einige kleine Körnchen von Paraazoxyphenetol mit etwas Kolophonium unter einer plankonvexen Linse als Deckglas wie bei Erzeugung der Newtonschen Ringe, so sieht man (nach innigem Verrühren der Masse durch schaukelnde Bewegung der Linse) das Zentrum umgeben von Zonen, in welchen die Kreuze usw. dunkel erscheinen, abwechselnd mit solchen, wo sie nur schwach sichtbar sind. Drehen des Analysators oder Polarisators bedingt, daß sich die Ringe erweitern oder verengen. Auch mittels des Polarisators oder Analysators allein erhält man Ringzonen, die sich bei Drehung erweitern oder verengen infolge der Drehung der Richtung stärkster Absorption.

Versuch 25. Ebenso wie bei festen Kristallen fremde Beimischungen das Wachstumsvermögen beeinträchtigen können, derart, daß statt weniger großer Kristalle viele kleine entstehen, ist dies auch bei flüssigen der Fall. Solche kleine Kristalltropfen fließen wohl zu größeren zusammen, es stellt sich aber keine einheitliche Struktur her, da die Dicke eines Individuums nicht über eine bestimmte Grenze wachsen kann. So entstehen aus Lamellen von gleichmäßiger Dicke zusammengesetzte Tropfen, die so leicht fließen wie Wasser und dennoch ihre Struktur, die durch feine Schraffierung zum Ausdruck kommt, auch bei heftigster Strömung unverändert bewahren. Bei passendem Mischungsverhältnis kann die Schraffierung so fein sein, daß mehr als 1000fache Vergrößerung dazu gehört, sie wahrzunehmen oder nur auftretende Beugungsfarben ihre Anwesenheit verraten. Besonders geeignet ist eine Mischung von etwa gleichen Teilen von Gattermanns Dibenzalbenzidin und Äthoxybenzalazin mit soviel Kolophonium, daß einzelne Tropfen entstehen. Da Äthoxybenzalazin schwer zu erhalten ist, empfiehlt sich für gewöhnliche Demonstrationen die Mischung: Di-

nicht nur die erhaltende Wirkung der Adsorptionskraft erkennen, sondern auch die Unfähigkeit sehr dünner Molekularschichten fester Substanz, die Kristallisation einzuleiten (vgl. W. Ostwald, Zeitschr. f. phys. Chem. **34**, 496, 1900 und Hulett, ibid. **37**, 385, 1901) insofern Überkühlung der flüssig-kristallinischen Modifikation möglich ist.

benzalbenzidin 47,6, Anisaldazin 38,1, Kolophonium 14,3.

Versuch 26. Durch fremde Beimischung kann ferner die gegenseitige Richtkraft der Moleküle so reduziert werden, daß die Adsorptionswirkung des Glases überwiegt und die Tropfen pseudoisotrop werden. Bei passendem Mischungsverhältnis zeigt dies ein Gemenge von Paraazoxyphenetol mit Paraazoxyzimtsäureäthylester. Bequemer ist die vorerwähnte Mischung von Dibenzalbenzidin, Äthoxybenzalazin und Kolophonium, wenn man dieselbe längere Zeit erhitzt und infolgedessen chemisch verändert hat.

Versuch 27. Ein Stoff, welcher zur Beobachtung der Pseudoisotropie ganz besonders geeignet ist, ist Vorländers Anisalamidoazotoluol[1]). Eine sehr dünne Schicht davon unter ebenem Deckglas geschmolzen, wird beim Auftreten der flüssig-kristallinischen Modifikation beim Abkühlen ganz von selbst pseudoisotrop (bei anderen Präparaten ist meist Andrücken des Deckglases mit der Präpariernadel nötig). Zwischen gekreuzten Nicols erscheint die Masse vollständig schwarz, ohne das sonst auftretende Netz der hellen öligen Streifen. Drückt man nun aber in der Mitte des Präparats mit der Spitze der Präpariernadel auf das Deckglas, so entsteht dort ein System von Farbenringen, durchzogen von schwarzem Kreuz, welches überall hin mitwandert, wohin man auch die Spitze verschiebt, und alsbald wieder verschwindet, wenn man zu drücken aufhört.

Versuch 28. Manche Stoffe treten in zwei flüssig-kristallinischen Modifikationen auf, also im ganzen in drei flüssigen Zuständen. Zuerst beobachtete ich dies bei Cholesterylkaprinat von F. M. Jaeger. Man schmilzt eine kleine Menge unter ebenem Deckglas und läßt zwischen gekreuzten Nicols erkalten, bis nahe zum Auftreten der festen Modifikation. Nun erwärmt man wieder, bis die Masse grau wird. Diese graue gesprenkelte Masse ist die bei höherer Temperatur stabile flüssig-kristallinische Modifikation. Durch abwechselndes Erwärmen und Kühlen kann man ihre Grenze gegen die andere (gewöhnlich gelblich erscheinende) beliebig hin und her wandern lassen.

Versuch 29. Die einzelnen Kristallindividuen sind beim vorigen Versuch schwer zu erkennen. Weit deutlicher zeigt die Erscheinung, wie Vorländer fand, Anisalparamidozimtsäureäthylester (bei genügender Reinheit). Die beim Abkühlen der Schmelze zuerst auftretende Modifikation ist tropfbar-flüssig-kristallinisch und wird sofort nach ihrer Entstehung pseudoisotrop, so daß nur die Stellen des Randes, welche nicht mit den Glasflächen in Berührung sind, zwischen gekreuzten Nicols hell erscheinen. Bei weiterer Kühlung bilden sich dann in dieser schwarz erscheinenden pseudoisotropen Masse die schlank pyramidalen Kristalle der zweiten flüssig-kristallinischen Modifikation.

Versuch 30. Die beiden flüssig-kristallinischen Modifikationen der Cholesterylverbindungen können sich miteinander mischen in einem Verhältnis, welches durch die Temperatur (und wahrscheinlich auch den Druck) bestimmt ist. Die Mischung gibt sich kund durch Auftreten prächtiger Farben im reflektierten Licht oder zwischen gekreuzten Nicols, derart, daß mit sinkender Temperatur, also zunehmendem Gehalt an der in niedrigerer Temperatur stabilen Modifikation, alle Farben des Spektrums von Violett bis Rot durchlaufen werden. Gleichzeitig tritt Drehung der Polarisationsebene auf. Man kann die Farben schon sehen bei reinem Cholesterylazetat, bei welchem sie Reinitzer entdeckt hat (ohne Erkenntnis ihrer Ursache). Dieses Präparat bildet ferner beim Erstarren zwischen gekreuzten Nicols prächtige Interferenzfarben zeigende Sphärokristalle (bei genügender Dicke und erst raschem, dann langsameren Abkühlen).

Versuch 31. Besonders geeignet zur Demonstration der Farbenerscheinungen ist eine Mischung von Cholesterylpropionat 50, Cholesterylazetat 30, Cholesterylbenzoat 18, Paraazoxyphenetol 2. Vorteilhaft ist es, in die Mitte ein Körnchen von reinem Cholesterylpropionat zu bringen, damit wenigstens dort sicher die rote Farbe auftritt, wenn sie an anderen Stellen (wegen zu geringer Menge dieses Bestandteils) ausbleiben sollte. Die Mischung hat den Vorzug, daß sie lange auch noch bei gewöhnlicher Temperatur flüssig-kristallinisch bleibt. Man beobachtet die Farben mit freiem Auge auf dunklem Hintergrunde.

Versuch 32. Bei einem Präparat von Cholesterylkaprinat unter ebenem Deckglas, welchem auf einer Seite etwas Paraazoxyphenetol zugesetzt ist, sieht man zwischen gekreuzten Nicols unter dem Mikroskop ein prächtiges Spektrum durch das Gesichtsfeld wandern, bei der Umwandlung der zuerst auftretenden, als graue gesprenkelte Masse erscheinenden flüssig-kristallinischen Modifikation in die zweite, besonders nachdem man sie durch Andrücken des Deckglases mittels der Präpariernadel pseudo-

1) Nach Dorn und Lohmann (Ann. d. Phys. **29**, 562, 1909) wäre Vorländer der Entdecker der Pseudoisotropie. Dies trifft seiner eigenen Angabe zufolge (Ber. d. D. chem. Ges. **40**, 1972, 1907) nicht zu. Noch gelegentlich der Stuttgarter Naturforscherversammlung erklärte er die Erscheinungen anders (vgl. O. L., Zeitschr. f. phys. Chem. **56**, 766, 1906). Durch Vorführung des Versuches Nr. 26 gelang es mir aber, ihn von der Richtigkeit meiner Auffassung zu überzeugen. Er hat alsdann neue geeignete Stoffe aufgefunden und bestätigende Beobachtungen in konvergentem Licht ausgeführt. Letzteres war bereits zuvor Wallerant u. a. gelungen (vgl. O. L., Ber. d. D. chem. Ges. **41**, 3782, 1908).

isotrop gemacht hat. Vereinzelt in der Masse liegende Nadeln von Paraazoxyphenetol umgeben sich mit farbigen Höfen.

Modelle.

Im wesentlichen lassen sich die Eigenschaften der flüssigen Kristalle in möglichster Kürze beschreiben, indem man sagt, die Kristalle verhalten sich wie Aggregate sich bewegender Moleküle, die nicht nur anziehende, sondern auch richtende Kräfte aufeinander ausüben von ähnlicher Art, wie die magnetisierten Eisenteilchen im Barte eines Magneten [1]). Freilich bleibt ein Magnetfeld ohne erheblichen Einfluß auf die Struktur der Kristalle, wenn auch z. B. freischwebende Kristalltropfen von Paraazoxyanisol in einem starken Magnetfeld sich so drehen, daß die Symmetrieachse den Kraftlinien parallel wird und außerdem eine Änderung der Lage der Auslöschungsrichtungen erfahren, wie wenn auch jedes einzelne Molekül sich den Kraftlinien entsprechend orientieren würde, um so mehr, je größer sein Abstand von der Symmetrieachse.

Wären also die orientierenden Kräfte der Moleküle wirklich magnetische Kräfte, so könnten die Moleküle nur astatische Magnetsysteme sein. Ein einfaches Modell eines solchen, bestehend aus vier in einer Ebene symmetrisch zusammengelegten Hufeisenmagneten, ein Quadrat mit abwechselnd entgegengesetzten Polen darstellend, zeigt Fig. 1 [2]). Vier derartige Systeme würden sich in einer Ebene zu einem Netz wie Fig. 2 anzuordnen suchen, da die die entgegengesetzten Pole verbindenden Kraftlinien das Bestreben haben, sich möglichst zusammenzuziehen. (Der Vollständigkeit halber sind bei Fig. 2 auch die in der Luft von Pol zu Pol laufenden Kraftlinien durch kurze Bogen dargestellt.) Ein räumliches astatisches System dieser Art aus zwölf Hufeisenmagneten gebildet, einen Würfel (im allgemeinen ein Parallelepiped) mit abwechselnd entgegengesetzten Polen darstellend, zeigt Fig. 3. In Fig. 4 ist ein Gitter aus acht derartigen Systemen abgebildet, wobei, wie bei Fig. 2, auch die in Luft verlaufenden Kraftlinien angedeutet sind.

Natürlich können bei Molekülen in Wirklichkeit nur magnetische Kräfte in Frage kommen, die durch kreisende Elektronen erzeugt werden. Stellt man sich nun ein System vor, bestehend aus einem positiven Ion, umkreist von negativen Elektronen, so wird sich dies wie ein kreisförmiger Blattmagnet verhalten. Zwei solche Systeme suchen sich, soweit es die elektrostatische Abstoßung der Ionen zuläßt, möglichst parallel zu richten, so daß der Umlauf der negativen Elektronen im gleichen Sinne stattfindet. Indes deformieren sie sich gegenseitig, da sich die Elektronen in dem gemeinsamen Magnetfeld bewegen und durch dieses abgelenkt werden. Man kann sich vorstellen, sie bewegten sich in Sinuslinien, die auf einem Kreis als Abszissenachse aufgetragen sind [1]), im einfachsten Falle in einer knotenförmigen Bahn, wie sie Fig. 5 darstellt. Vollkommene Zusammenlagerung zweier solcher Systeme ist nicht möglich, wohl aber können sich acht derselben in innigster Weise verbinden, wie das Modell Fig. 6 andeutet, wobei in den Würfelecken die positiven Ionen zu denken sind, etwa entsprechend den Kugeln in Fig. 7. Infolge der gegenseitigen Anziehung haben die Bahnen im wesentlichen geradlinige Formen angenommen und das Ganze verhält sich hinsichtlich der magnetischen Kräfte wie ein Würfel mit abwechselnd entgegengesetzten Polen (Fig. 3).

Infolge des Kontraktionsbestrebens der Kraftlinien, welche mit den Elektronenbahnen verschlungen sind, besitzt ein solches System nicht nur für sich Zusammenhang, sondern verbindet sich leicht auch mit anderen, wie Fig. 7 andeutet. Der Einfachheit wegen sind hier nur kreisförmige Elektronenbahnen angenommen und die mit denselben verschlungenen Kraftlinien sind durch in sich zurücklaufende Spiralfedern angedeutet.

Fig. 8 stellt ein Aggregat von acht solchen kubischen astatischen Stromsystemen dar, welche sich zu einem Raumgitter zusammengelagert haben. Nimmt man die Knotenlinien der vier Ecken von Fig. 6 abwechselnd verschieden beschaffen an, so erhält man ein Modell einer hemimorphen Kristallstruktur usw.

1) Früher (Verh. d. d. phys. Ges. **8**, 144, 337, 1906) hatte ich die Erscheinungen durch das Gleichnis stäbchenförmiger Moleküle erläutert. Dieser Gedanke stammt also nicht, wie Dorn und Lohmann a. a. O. annehmen, von Vorländer und Bose. Diese haben ihn allerdings zu vertiefen und zu begründen versucht.

2) Die Figuren sind auf Tafel VII vereinigt.

1) Vgl. O. Lehmann, Molekularphysik, Bd. II, Leipzig, W. Engelmann, 1889, S. 375 und Tafel VII.

Karlsruhe, 30. Juni 1909.

(Eingegangen 2. Juli 1909.)

Über den Nutzeffekt der Thermosäule.

Von Edmund Altenkirch.

Bereits vor mehr als zwanzig Jahren hat Lord Rayleigh [1]) eine Formel für den Nutzeffekt der Thermosäule entwickelt. Er berechnete, daß die nutzbare Arbeit im äußeren Stromkreise ein Maximum erreicht, wenn der äußere Widerstand gleich dem inneren ge-

1) Lord Rayleigh, On the thermodynamic efficiency of the thermopile. Phil. Mag. **20**, 361—363, 1885.



macht wird, und verglich den Betrag dieser maximalen äußeren Arbeit mit dem Verlust durch die Wärmeleitung in den Elementen, soweit dieser durch eine vollkommene thermodynamische Maschine in Arbeit verwandelt werden kann. Der Quotient ergab sich als unabhängig von der Zahl und Länge der Elemente und von der Temperaturdifferenz; also als allein abhängig von der thermoelektrischen Kraft (Thermokraft) der einzelnen Elemente.

Diese Aufstellung ist nun aber nicht einwandfrei. Die Thermosäule verbraucht Wärme nicht allein durch Wärmeleitung. Sonst käme ja gar kein Strom zustande, da kein Äquivalent für ihn vorhanden wäre: es fehlt die Berücksichtigung der reversiblen Stromwirkungen in der Säule, auf Grund deren der Strom erst entstehen kann.

Führt man aber diese durch, so werden beide Glieder des Bruchs von der Stromstärke abhängig, und der günstigste Nutzeffekt fällt nicht mehr zusammen mit dem Maximum der Arbeitsleistung, so daß sich zunächst gar nicht übersehen läßt, wieweit die Resultate Lord Rayleighs modifiziert werden müssen.

Eine andere Definition des Nutzeffekts der Thermosäule gibt J. Kollert[1]). Er bezeichnet damit den in der äußeren Leitung verfügbaren Effekt, während er den Quotienten aus dem Arbeitswert der verbrauchten Wärme in den Nutzeffekt den wirtschaftlichen Wirkungsgrad der Thermosäule nennt. Er berechnet hierfür das Maximum und findet zunächst, wie etwas allgemeiner bereits Lord Rayleigh, daß die beiden Bestandteile der hintereinander geschalteten Thermoelemente für den günstigsten Fall gleiche Widerstände haben sollen. Auch hier ergibt sich die Unabhängigkeit des Wirkungsgrades von der Zahl und der Dimension der Elemente, und überdies wird gezeigt, daß und wieviel der äußere Widerstand größer sein muß, als der innere.

Aber auch in dieser Rechnung bestehen die Wärmeverluste im wesentlichen nur aus der Wärmeleitung in den Elementen. Als additives Glied kommt lediglich die Stromleistung hinzu, die ja nur einen — noch dazu mit der Temperaturdifferenz stark variablen — Bruchteil der elektrothermischen Wirkungen ausmacht. Also bleiben auch hier die reversiblen Prozesse unberücksichtigt.

Während diese beiden Arbeiten bei der Berechnung des Nutzeffekts von der Voraussetzung ausgehen, daß alle Wärmeverluste, die durch äußere Wärmeleitung und Wärmestrahlung in beliebiger Größe vorhanden sein können, von vornherein möglichst vermieden sind und daher für die Berechnung des erreichbaren Nutzeffekts nicht in Betracht kommen, untersucht H. Hoffmann[1]) experimentell den Einfluß dieser Verlustwärme für einen bestimmten Fall und gibt eine Reduktionsformel an, aus der sich dann die Verlustwärme auch für andere Dimensionen ableiten läßt, um auf diese Weise zu ermöglichen, die günstigsten Bedingungen für eine arbeitende Thermosäule zu finden. Der thermoelektrische Nutzeffekt ist dann gleich dem Quotienten aus der Verlustwärme, vermehrt um die gesamte Stromleistung, in diese Stromleistung.

Auch diese dritte Definition läßt den zweiten Hauptsatz unberücksichtigt. Im Gegensatz zu Lord Rayleigh und J. Kollert kommt Hoffmann zu dem Resultat, daß bei gleichbleibendem Gesamtwiderstand der Nutzeffekt für n hintereinander geschaltete Elemente n mal so groß ist, als für ein einzelnes. Dieser Widerspruch erklärt sich daraus, daß die Wärmeverluste, deren Vermeidung die ersteren voraussetzten, bei den Untersuchungen des letzteren die Hauptrolle spielen.

Zur Darstellung des Nutzeffekts der Thermosäule seien nun die bekannten Formeln von Thomson und Clausius als geltend vorausgesetzt. Sie sind ja im allgemeinen von der Erfahrung bestätigt, um so besser, je leichter die Versuchsbedingungen sind, also bei höherer Thermokraft und bei Zimmertemperatur. Eine weitere Diskussion der Grundfragen würde hier zu weit führen. Es sei nur bemerkt, daß eine Abweichung von diesen Formeln im Sinne von Kohlrausch, Boltzmann und anderen eine Erhöhung des Nutzeffekts bedingen würde. Bekanntlich sind aber die Grundanschauungen der Theorie von Kohlrausch mit den Thomsonschen Formeln nicht unverträglich. Da überdies die Beobachtungen zeigen, daß die möglichen Abweichungen stets von der oberen Grenze der Boltzmannschen Ungleichung sehr weit entfernt bleiben, so behalten die vorliegenden Entwicklungen in jedem Fall eine immerhin sehr angenäherte Gültigkeit.

Beschränkt man die Untersuchung auf kleine Temperaturdifferenzen, so kann der Thomson-Effekt vernachlässigt und die thermoelektromotorische Kraft eines Thermoelements als der Temperaturdifferenz proportional angesehen werden. Ist η die EMK. eines Elements bei einem Grad Temperaturdifferenz (Thermokraft) in der Nähe der Temperatur T_0, so ist

$$e = \eta \cdot (T - T_0)$$

die EMK. des Elements, wenn seine warme

1) J. Kollert, Über den Wirkungsgrad der Thermosäulen. E. T. Z. 11, 333—339, 1890; Untersuchungen über die Verwendbarkeit der Thermosäulen für den elektrischen Großbetrieb. Zwölfter Jahresbericht (1889/92) der Naturw. Ges. zu Chemnitz 1893.

1) H. Hoffmann, Experimentelle Studien über die Nutzeffekte von Thermoketten. Diss. Rostock 1898.

Lötstelle die Temperatur T und seine kalte die Temperatur T_0 hat. Diese Voraussetzung möge zunächst beibehalten und erst später gezeigt werden, welchen Einfluß der Thomson-Effekt auf den Nutzeffekt hat.

Bezeichnet i die Stromstärke in einem geschlossenen Thermoelement, so ist bekanntlich der Arbeitswert des ganzen Stromes in Kalorien

$$A = 0{,}239\, e\, i = 0{,}239\, \eta\, (T - T_0)\, i$$
$$= 0{,}239\, \eta\, T i - 0{,}239\, \eta\, T_0\, i = Q - Q_0\,,$$

d. h. gleich der Differenz der an den Lötstellen absorbierten bzw. erzeugten Peltierschen Wärme. (I. Hauptsatz.) Hierbei ist der Wärmeverlust positiv gerechnet. Vergleicht man diese Differenz mit der an der warmen Lötstelle durch den Strom absorbierten Wärme, so erhält man

$$\frac{A}{Q} = \frac{0{,}239\, \eta\, (T - T_0)\, i}{0{,}239\, \eta\, T i} = \frac{T - T_0}{T}$$

(II. Hauptsatz).

Das Thermoelement verbraucht also an der warmen Lötstelle durch den Peltier-Effekt die Wärmemenge Q. Hiervon geht der durch den Carnotschen Faktor bestimmte Bruchteil in Elektrizität über, der Rest erscheint durch den Peltier-Effekt nach der kalten Lötstelle transportiert. Ein Teil des Stromes wird durch Joulesche Wärme wieder zurückgewonnen. Da aber A/Q bei unseren Voraussetzungen klein bleibt, können wir sie vernachlässigen. Dagegen geht durch Wärmeleitung in dem Element von der warmen Lötstelle zur kalten die Wärmemenge

$$L = l(T - T_0) + l'(T - T_0)$$

über, wenn l und l' den Wärmeleitwert der einzelnen Bestandteile des Elements bezeichnet. Eine andere Wärmewirkung soll nach unseren Voraussetzungen ausgeschlossen sein. Insbesondere sollen die Verluste durch Strahlung und äußere Wärmeleitung von vornherein möglichst vermieden sein und unberücksichtigt bleiben. Folglich ist der Gesamtverbrauch an Wärme $Q + L$.

Diese Beziehungen lassen sich sofort auf die Thermosäule übertragen. Ist diese aus n gleichen Elementen zusammengesetzt, und ist die Temperatur aller warmen Lötstellen gleichmäßig gleich T, die der kalten gleich T_0, so ist

$$e = n \cdot \eta \cdot (T - T_0)\,,$$
$$Q = n \cdot 0{,}239\, \eta\, T i\,,$$
$$L = n(l + l')(T - T_0)\,.$$

Ist ferner s und s' der elektrische Leitwert der einzelnen Glieder, und ist die Säule durch einen Widerstand w_a geschlossen, der $x$mal so groß ist, als der innere w_i, so ist

$$i = \frac{e}{w_i + w_a} = \frac{e}{(1 + x)\, w_i}$$
$$= \frac{n \cdot \eta \cdot (T - T_0)}{n(1 + x)\left(\frac{1}{s} + \frac{1}{s'}\right)} = \frac{\eta\,(T - T_0)}{(1 + x)\left(\frac{1}{s} + \frac{1}{s'}\right)}\,.$$

Die durch die Temperaturdifferenz erzeugte elektrische Energie, verglichen mit der verbrauchten Wärme, ist also

$$V = \frac{A}{Q + L} = \frac{0{,}239\, e\, i}{n\{0{,}239\, \eta\, T i + (l + l')(T - T_0)\}}$$
$$= \frac{0{,}239\, \eta^2 (T - T_0)}{0{,}239\, \eta^2\, T + (l + l')\left(\frac{1}{s} + \frac{1}{s'}\right)(1 + x)}\,, \tag{1}$$

unabhängig von n. Dies Verhältnis ist am günstigsten für $x = 0$, d. h. bei Kurzschluß. s und l sollen nach dem Gesetz von Wiedemann und Franz in einem bestimmten Verhältnis zueinander stehen. Gerade die thermoelektrisch wirksamsten Stoffe zeigen aber in der Regel größere, oft sogar sehr große Abweichungen von diesem Gesetz, so daß man bereits — bisher allerdings vergeblich[1]) — nach einem Zusammenhang zwischen diesen beiden Erscheinungen gesucht hat. Es erscheint daher als geboten, diese Abweichungen zu berücksichtigen.

Setzt man

$$\left.\begin{aligned} \sigma &= b s = c s' \\ \lambda &= b \varrho\, l = c \varrho'\, l' \end{aligned}\right\} \varrho = \frac{s/l}{\sigma/\lambda}\,, \quad \varrho' = \frac{s'/l'}{\sigma/\lambda}\,,$$

wobei b und c gewisse, von den Dimensionen der Elementenglieder abhängige Konstanten, σ und λ das spezifische elektrische, bzw. das Wärmeleitvermögen eines beliebigen, dem Wiedemann-Franzschen Gesetz gehorchenden Metalls und ϱ eine durch diese Gleichungen definierte Zahl bedeutet — ich will ϱ die „Abweichung" vom Wiedemann-Franzschen Gesetz nennen, da nach diesem $\varrho = 1$ sein sollte — so wird aus der Gleichung für $x = 0$,

$$V = \frac{0{,}239\, \eta^2 (T - T_0)}{0{,}239\, \eta^2\, T + \frac{\lambda}{\sigma}\left(\frac{1}{\varrho} + \frac{b}{c\varrho'} + \frac{c}{b\varrho} + \frac{1}{\varrho'}\right)}$$

V erreicht ein Maximum für

$$\frac{b}{c} = \frac{s'}{s} = \sqrt{\frac{\varrho'}{\varrho}}\,,$$

d. h. die Dimensionen der beiden Bestandteile der Elemente sollen so gewählt werden, daß sich die elektrischen Leitwerte verhalten wie die Wurzeln aus den Abweichungen. Oder direkt $s/s' = l'/l$, die elektrischen Leitwerte sollen sich günstigstenfalls umgekehrt verhalten wie die Wärmeleitwerte, eine Beziehung, die im wesentlichen bereits Lord Rayleigh abgeleitet hat.

1) Vgl. die Kontroverse von Voigt und Liebenow in den Ann. d. Phys. 1899 u. 1900.

Unter Benutzung dieser Relation wird

$$V_{\max} = \frac{0{,}239\,\eta^2\,\sigma/\lambda\,(T - T_0)}{0{,}239\,\eta^2\,\sigma/\lambda\;T + \left(\frac{1}{\sqrt{\varrho}} + \frac{1}{\sqrt{\varrho'}}\right)^2}.$$

Bei Zimmertemperatur ist σ/λ für Metalle bekanntlich rund $6 \cdot 10^5$. Setzt man genauer unter Benutzung der Erweiterung von Lorenz

$$\sigma/\lambda = \frac{5{,}75 \cdot 10^5 \cdot 291}{T},$$

den dem Gold[1]) entsprechenden, dem thermoelektrisch besonders wichtigen Blei sehr nahe kommenden Wert ein und bestimmt nach diesem die Abweichungen, so wird der Zahlenwert von $0{,}239\,\sigma/\lambda$ gerade $4 \cdot 10^7$ und

$$V_{\max} = \frac{4 \cdot 10^7\,\eta^2}{4 \cdot 10^7\,\eta^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{\varrho}} + \frac{1}{\sqrt{\varrho'}}\right)^2} \cdot \frac{T - T_0}{T}.$$

Setzt man noch

$$\eta' = \frac{2\eta}{\frac{1}{\sqrt{\varrho}} + \frac{1}{\sqrt{\varrho'}}}, \qquad (2)$$

so wird

$$V_{\max} = \frac{10^7\,\eta'^2}{10^7\,\eta'^2 + 1} \cdot \frac{T - T_0}{T}. \qquad (3)$$

V zerfällt also in den Temperaturfaktor und einen allein von η' abhängigen Bruch. η ist bei den gewählten Einheiten in Volt auszudrücken. Für geringere Thermokräfte wächst V mit dem Quadrat der Thermokraft. Für größere Thermokräfte sind die beiden Summanden im Nenner von gleicher Größenordnung, also darf für diese der Peltier-Effekt keineswegs vernachlässigt werden.

Gleichung (2) gestattet auf eine sehr einfache Weise für jede Kombination von thermoelektrisch wirksamen Körpern mit beliebigen Abweichungen, die natürlich bekannt sein müssen, die „effektive" Thermokraft η' zu berechnen, die also allein ausschlaggebend ist. Ist $\varrho = \varrho'$, so $\eta' = \eta\sqrt{\varrho}$. Ist keine Abweichung vorhanden, so $\eta' = \eta$. Es ist wichtig zu bemerken,

Tabelle der Abweichungen und Thermokräfte.

Material (* = gegossen)	Chemische Zusammensetzung	18°				100°			
		ϱ [2])	$\sqrt{\varrho}$	$\frac{1}{\sqrt{\varrho}}$	Thermokraft gegen Kupfer Mikrovolt	ϱ [3])	$\sqrt{\varrho}$	$\frac{1}{\sqrt{\varrho}}$	Thermokraft gegen Kupfer Mikrovolt
Aluminium	99 *Al*; 0,5 *Fe*; 0,4 *Cu*	1,144	1,070	0,935	+ 3,2	1,100	1,049	0,953	+ 3,7
*Kupfer II	rein. Spuren von [*Zn*; *Fe*] < 0,05	1,094	1,046	0,956	— 0,3	1,078	1,038	0,963	— 0,1
Kupfer III	rein. [0,05 *Pb*; Spuren *Ni* und *Fe*]	1,085	1,041	0,960	0	1,067	1,033	0,968	+ 0,1
Silber	999,8 fein	1,061	1,030	0,971	0	1,054	1,027	0,974	+ 0,2
Gold I	99,8 *Au*; 0,1 *Fe*; 0,1 *Cu*; Spur *Ag*	1,001	1,000	1,000	+ 3,9	1,004	1,002	0,998	
Gold II	rein	1,026	1,013	0,987	0	1,020	1,010	0,990	+ 2,9
Nickel	97,0 *Ni*; 1,4 *Co*; 0,4 *Fe*; 1,0 *Mn*; 0,1 *Cu*; 0,1 *Si*	1,041	1,020	0,980	+22,3	1,025	1,012	0,988	0
*Zink I	93,6 *Zn*; 1,1 *Pb*; 0,03 *Cd*; 0,25								+25,1
	Cu; 0,03 *Fe*	1,032	1,016	0,984	+ 0,9	1,020	1,010	0,990	+ 0,4
*Zink II	rein. [0,01 *Pb*; 0,01 *Cd*; 0,01 *Fe*]	1,083	1,041	0,961	— 0,1	1,071	1,035	0,966	— 0,6
*Kadmium	rein. [*Pb*; *Zn*; *Fe*] < 0,05 . .	1,031	1,015	0,985	— 0,6	1,026	1,013	0,987	— 2,3
*Blei	rein. [*Cu*; *Bi*; *Fe*; *Ni*] < 0,05 .	1,018	1,009	0,991	+ 2,9	0,994	0,997	1,003	+ 3,4
*Zinn	rein. [*Pb*] < 0,03	0,990	0,995	1,005	+ 2,6	1,004	1,002	0,998	+ 3,5
*Platin II	rein.	0,966	0,983	1,017	+ 6,1	0,917	0,958	1,044	+ 8,8
*Palladium	rein.	0,965	0,982	1,018	+11,5	0,914	0,956	1,046	+14,9
Eisen I	0,1 *C*. Metalle nicht bestimmt .	0,907	0,953	1,050	—11,1	0,876	0,936	1,069	— 7,6
Eisen II	99,55 *Fe*; 0,1 *C*; 0,2 *Si*; 0,1 *Mn*; [*P*; *S*; *Cu*]	0,868	0,932	1,073	— 8,4	0,834	0,913	1,095	— 5,5
Stahl	1,0 *C*; Metalle nicht bestimmt .	0,806	0,898	1,114	— 6,8	0,810	0,900	1,111	— 4,8
*Wismut	rein. [*Pb*; *Fe*] < 0,03	0,755	0,869	1,151	+73,3	0,864	0,929	1,076	+71,0
Rotguß	85,7 *Cu*; 7,15 *Zn*; 6,39 *Sn*; 0,58 *Ni*	0,961	0,980	1,020	+ 2,7	0,974	0,987	1,013	+ 3,1
Konstantan	60 *Cu*; 40 *Ni*	0,658	0,811	1,233	+39,2	0,710	0,842	1,187	+45,3
Manganin	84 *Cu*; 4 *Ni*; 12 *Mn*	0,796	0,892	1,121	+ 1,6	0,840	0,917	1,091	+ 1,4

1) Nach den Untersuchungen von Jäger und Diesselhorst. Wiss. Abh. d. Phys.-Techn. R.-A. **3**, 1900. Vgl. die beifolgende Tabelle.

2) $\varrho = \frac{\sigma/\lambda}{5{,}754 \cdot 10^5}$ bezogen auf Kalorien, $= \frac{727{,}7 \cdot 10^{-8}}{\lambda\,\sigma}$ bez. auf Joule.

3) $\varrho = \frac{\sigma/\lambda}{4{,}49 \cdot 10^5}$ bezogen auf Kalorien, $= \frac{932{,}7 \cdot 10^{-8}}{\lambda/\sigma}$ bezogen auf Joule, unter Voraussetzung des Lorenzschen Gesetzes $\left(\frac{\varrho_{18}}{\varrho_{100}} = 0{,}7802 = \frac{1}{1{,}282}\right)$.

daß es für den Nutzeffekt durchaus nicht darauf ankommt, ob ein thermoelektrisch wirksamer Stoff ein größeres oder geringeres elektrisches Leitvermögen hat, sondern allein auf sein Verhalten zum Wärmeleitvermögen, d. h. auf die mehr oder weniger bedeutende Abweichung vom Wiedemann-Franzschen Gesetz. Umstehende Tabelle enthält die aus den Untersuchungen von Jäger und Diesselhorst berechneten Abweichungen und die an demselben, gut definierten Material gemessenen Thermokräfte. Leider liegen ähnliche Messungen für die thermoelektrisch wichtigsten Legierungen noch nicht vor. Und nicht zusammengehörige Messungen zusammenzustellen, hat keinen Sinn, da oft bereits Verunreinigungen von wenigen Promille die Werte für s, l und η um 50 Proz. und mehr ändern. Bemerkenswert sind in diesem Zusammenhange die Resultate von A. Rietzsch[1]), daß ϱ bei Kupfer mit einem Zusatz von 0,3 bis 5 Proz. Phosphor oder Arsen erheblich größer als 1 wird. Werden diese Beobachtungen durch genauere Methoden wirklich bestätigt, so würde — bei gleichbleibender Thermokraft — eine entsprechende Erhöhung des Nutzeffekts die Folge sein. Einen praktischen Wert hätte dies natürlich nur, wenn sich diese Eigenschaft des Phosphors nicht auf Kupfer beschränkt.

Die Funktion $\Phi = \frac{10^7 \eta'^2}{1 + 10^7 \eta'^2}$ aus Gleichung (3) ist in Figur 1 und mit anderem Maßstab in Figur 2 durch die Kurve 1 dargestellt.

Von dieser in der kurz geschlossenen Thermosäule auftretenden Energie kann man nun naturgemäß im äußeren Stromkreise nur einen geringen Bruchteil nutzbar machen. Nenne

1) A. Rietzsch, Ann. d. Phys. **3**, 403, 1900.

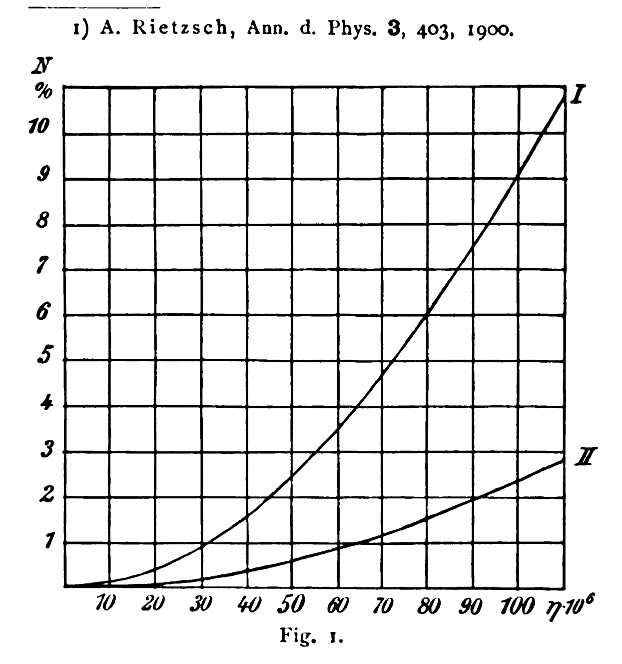


Fig. 1.

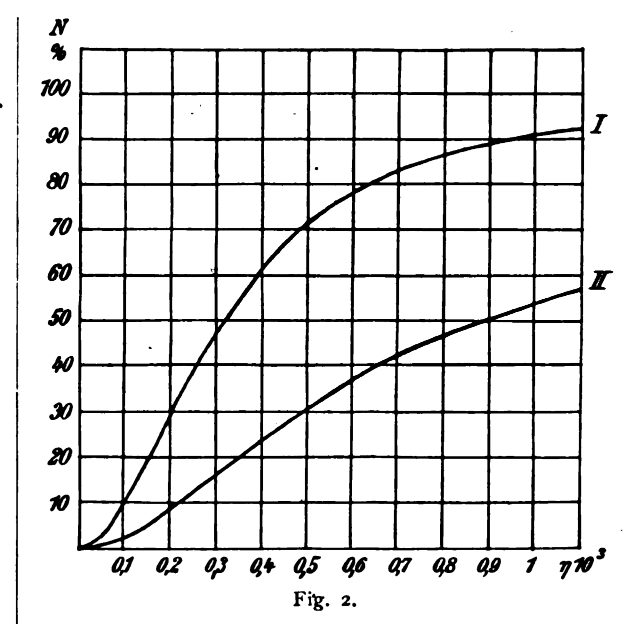


Fig. 2.

ich das Verhältnis dieser Nutzleistung zu dem Wärmeverbrauch in der Säule den Nutzeffekt der Thermosäule, so hat man, um ihn darzustellen, die Gleichung (1) lediglich mit dem Wirkungsgrad, d. h. mit dem Verhältnis der äußeren Stromleistung zum Gesamteffekt

$$\frac{i^2 \cdot w_a}{i^2 (w_i + w_a)} = \frac{x \cdot w_i}{w_i + x \cdot w_i} = \frac{x}{1 + x}$$

zu multiplizieren. Man erhält also

$$N = \frac{0{,}239 \eta^2 (T - T_0) x}{0{,}239 \eta^2 T (1 + x) + (l + l')\left(\frac{1}{s} + \frac{1}{s'}\right)(1 + x)^2}.$$

Da die l und s bei unseren Voraussetzungen von x unabhängig sind, so gelten genau dieselben Bedingungen für das Maximum. Nimmt man dieselben Umformungen vor und macht macht man wieder von Gleichung (2) Gebrauch, so wird

$$N = \frac{10^7 \eta'^2 x}{10^7 \eta'^2 (1 + x) + (1 + x)^2} \cdot \frac{T - T_0}{T}. \quad (4)$$

Dieser Nutzeffekt hat ein Maximum für

$$x = \sqrt{1 + 10^7 \eta'^2}.$$

Diese Formel liefert also sofort den günstigsten Widerstand im äußeren Stromkreise. Er wächst mit der Thermokraft und ist stets größer als der innere. Auch der Wirkungsgrad ist dadurch bestimmt.

Setzt man diesen Wert für x in Gleichung (4) ein, so erhält man nach einigen Umformungen den maximalen Nutzeffekt der Thermosäule zu

$$N_{\max} = \frac{\sqrt{1 + 10^7 \eta'^2} - 1}{\sqrt{1 + 10^7 \eta'^2} + 1} \cdot \frac{T - T_0}{T}. \quad (5)$$

Diese Funktion ist unter Weglassung des Temperaturfaktors durch Kurve II in Figur 1 und 2 dargestellt. Man sieht sofort, die Thermosäule

bleibt auch für relativ hohe Thermokräfte noch immer eine recht unvollkommene thermodynamische Maschine.

Den Einfluß des äußeren Widerstandes und die geringe Schärfe des Maximums ersieht man aus Figur 3, in der die Gleichung (4) zur Dar-

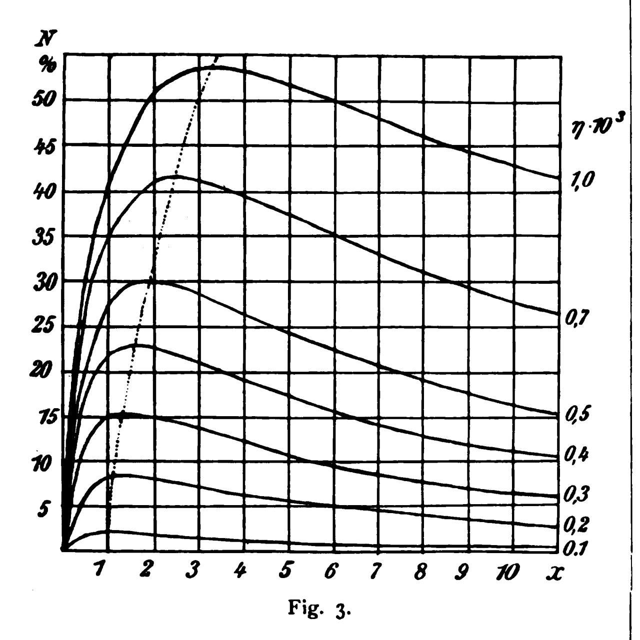


Fig. 3.

stellung gebracht ist. Die punktierte Linie ist die Kurve der Maximalpunkte, die man erhält, indem man $\sqrt{1 + 10^7 \eta'^2} = x$ in Gleichung (5) einsetzt.

Diese Beziehungen gelten streng nur für kleine Temperaturdifferenzen. Für größere wächst die Stromstärke und mit ihr auch die Joulesche Wärme, und der Thomson-Effekt kann beträchtliche Werte annehmen. Zudem ist auch l von der Temperatur abhängig. Infolgedessen wird der Temperaturgradient in den Bestandteilen der Säule eine recht verwickelte Funktion, die nun nicht allein die Wärmeverluste durch Leitung, sondern auch den inneren Widerstand beeinflußt, da s ebenfalls eine Funktion der Temperaturverteilung ist. Die Stromstärke und s hängen also gegenseitig voneinander ab. Es ist somit nicht möglich, auch für größere Temperaturdifferenzen allgemeine, von der Temperaturdifferenz unabhängige Bedingungen für den maximalen Nutzeffekt aufzustellen.

Es ist indessen fraglich, ob eine genaue Berechnung unter Berücksichtigung dieser Faktoren einen sonderlichen Wert hätte, da sich bei höheren Temperaturdifferenzen beträchtliche Verluste durch Strahlung und äußere Wärmeleitung doch nicht gut vermeiden lassen. Ja, es ist schon unmöglich, daß die Lötstellen auch nur genau die gleichen Temperaturen besitzen usw. Dagegen überzeugt man sich leicht, daß die entwickelten Formeln unter gewissen Bedingungen als Annäherung auch für größere Temperaturdifferenzen innerhalb weiter Grenzen brauchbar sind.

Zunächst bleibt nämlich die Joulesche Wärme auch für größere Temperaturdifferenzen relativ klein, wenigstens bei den bisher erreichbaren Thermokräften. Da die wirksamsten thermoelektrischen Legierungen der Einwirkung der Hitze nämlich nicht zu widerstehen pflegen, so muß man sich bekanntlich für hohe Temperaturen mit Thermokräften von etwa 150 Mikrovolt begnügen. Für diese ist aber (ohne Rücksicht auf den Wirkungsgrad der Heizung) $N = 3$ bis 4 Proz. der denkbar höchste Nutzeffekt. Hiervon wird durch den inneren Widerstand $1/x$ in Joulesche Wärme verwandelt, die nun etwa zur Hälfte ihren Einfluß auf die warme Lötstelle erstreckt. Die Verringerung des Wärmeverlustes, d. h. die Erhöhung des Nutzeffekts, macht also in unserem Beispiel kaum 2 Proz. des Gesamtwertes aus. Die Nichtberücksichtigung der Jouleschen Wärme kann also zu erheblichen Fehlern nicht führen.

Dagegen ist die Änderung der Leitvermögen für Wärme und Elektrizität mit der Temperatur von bedeutenderem Einfluß. Um dies zu berücksichtigen, wird man am bequemsten den der betreffenden Temperaturdifferenz entsprechenden Mittelwert von s und l in die Formeln einsetzen und daraus ϱ in bezug auf $5{,}75 \cdot 10^5$ bestimmen, ohne auf das Gesetz von Lorenz Rücksicht zu nehmen, das ja bei den thermoelektrisch wichtigeren Metallen und Legierungen gewöhnlich versagt. Sieht man dann noch s und l als im wesentlichen von x unabhängig an, so erhält man, wenn T_1 die Zimmertemperatur bezeichnet,

$$N' = \frac{10^7 \eta'^2 x}{10^7 \eta'^2 \frac{T}{T_1}(1+x) + (1+x)^2} \cdot \frac{T - T_0}{T_1}. \qquad (4')$$

N erreicht sein Maximum für

$$x' = \sqrt{1 + 10^7 \eta''^2}.$$

Folglich ist

$$N'_{\max} = \frac{\sqrt{1 + 10^7 \eta''^2} - 1}{\sqrt{1 + 10^7 \eta''^2} + 1} \cdot \frac{T - T_0}{T}. \qquad (5')$$

Hierbei ist

$$\eta'' = \eta' \sqrt{\frac{T}{T_1}} = \frac{2\eta \sqrt{\frac{T}{T_1}}}{\frac{1}{\sqrt{\varrho}} + \frac{1}{\sqrt{\varrho'}}}. \qquad (2')$$

Diese Formel setzt also bei der Anwendung stets eine bestimmte Temperaturdifferenz voraus, für die das entsprechende ϱ erst einzusetzen ist.

Man erhält trotz Gleichung (4') in der Endformel (5') wieder den Carnot-Clausiusschen

Faktor, ohne daß diesmal die Gültigkeit des Lorenzschen Gesetzes vorausgesetzt wurde. Für kleine Temperaturdifferenzen geht die Formel in die frühere über. Für größere scheint wegen (2') eine Vergrößerung des thermoelektrischen Nutzeffekts — d. h. des Nutzeffekts, abgesehen vom Carnotschen Faktor — einzutreten. Das ist aber zum Teil nur scheinbar, da ϱ nach der obigen Bestimmung mit der Temperaturdifferenz im allgemeinen kleiner wird. Sehr starken Änderungen im Verlauf von s bei wachsender Temperatur müßte man natürlich auf andere Weise Rechnung tragen. Da diese aber wohl nur bei sehr kleinem ϱ vorkommen können, sind solche Stoffe ohnehin nach Gleichung (2) bzw. (2') für Thermosäulen unbrauchbar. Die obigen Formeln dürften also im allgemeinen ausreichen, gröbere Fehler zu vermeiden und den maximal erreichbaren Nutzeffekt auch für größere Temperaturdifferenzen so genau zu berechnen, als es die übrigen Voraussetzungen opportun erscheinen lassen.

Weiter ist die Frage, ob für größere Temperaturdifferenzen auch der Thomson-Effekt berücksichtigt werden muß. Nimmt man mit Avenarius an, daß die EMK. eines Thermoelements als Funktion der Temperaturdifferenz gewöhnlich einer Parabel nahe kommt, so kann man nach dem Taitschen Diagramm

$$\frac{de}{dT} = \eta = \eta_0 \left(1 - \frac{T}{\Theta}\right)$$

setzen, worin η_0 die (scheinbare) Thermokraft für $T = 0$ und Θ den (scheinbaren) Scheitelpunkt der Parabel, d. h. die Temperatur, bei der die Thermokraft verschwindet, oder im Diagramm den Schnittpunkt der beiden Geraden bedeutet, von denen die eine als Abszissenachse ohne Thomson-Effekt gedacht sein möge. Dann ist

$$\frac{d^2 e}{dT^2} = \frac{d\eta}{dT} = -\frac{\eta_0}{\Theta}.$$

Der Thomson-Effekt in dem kleinen Temperaturintervall dT ist dann

$$dQ' = 0{,}239\, d\eta\, Ti = -0{,}239\, i \frac{\eta_0}{\Theta} T\, dT.$$

Also insgesamt

$$Q' = -0{,}239\, i \frac{\eta^0}{\Theta} \int_{T_0}^{T} T \cdot dT$$

$$= -0{,}239\, i\, \eta_0 (T - T_0) \frac{T + T_0}{2\Theta}.$$

Im geschlossenen Thermoelement ist nun

$$e = \eta_0 \int_{T_0}^{T} \left(1 - \frac{T}{\Theta}\right) dT$$

$$= \eta^0 (T - T_0) \left(1 - \frac{T + T_0}{2\Theta}\right)$$

und folglich

$$i = \frac{\eta_0 (T - T_0)\left(1 - \frac{T + T_0}{2\Theta}\right)}{w}.$$

Mithin ist der Peltier-Effekt an der heißen Lötstelle, da hier $\eta = \eta_0 \left(1 - \frac{T}{\Theta}\right)$

$$Q = -\frac{0{,}239\, \eta_0^2 (T - T_0)\, T \left(1 - \frac{T}{\Theta}\right)\left(1 - \frac{T + T_0}{2\Theta}\right)}{w}$$

Wenn also

$$\frac{T + T_0}{2} < \vartheta < T,$$

so hat der Peltier-Effekt ein positives Zeichen, d. h. an der warmen Lötstelle wird Wärme erzeugt, statt verbraucht; und für $T = \Theta$ wird der Peltier-Effekt gleich Null, während der Strom infolge des Thomson-Effekts

$$Q' = -\frac{0{,}239\, \eta_0^2}{w} (T - T_0)^2 \left(1 - \frac{T + T_0}{2\Theta}\right) \cdot \frac{T + T_0}{2\Theta}$$

in beiden Fällen ganz beträchtlich sein kann. Die Vernachlässigung des Thomson-Effekts kann also unter Umständen sehr wohl zu Fehlern Anlaß geben. Obendrein würde die alleinige Berücksichtigung des Peltier-Effekts zugleich die Einfachheit des Resultats beeinträchtigen, da im Nenner nicht mehr das Quadrat der Thermokraft auftritt.

Eine genaue Berechnung würde aber, wie bereits erwähnt, sehr umständlich und kaum von Nutzen sein. Ich begnüge mich daher mit folgender Annäherung.

Der Temperaturgradient wird an der warmen Lötstelle größer, wenn der Thomson-Effekt Abkühlung, kleiner, wenn er Erwärmung bedingt. Die Wärmeleitung kann aber keinesfalls um den ganzen Betrag des Thomson-Effekts vermehrt oder vermindert erscheinen, da der Temperaturgradient nicht erst an der kalten Lötstelle gleich dem vom Thomson-Effekt nicht beeinflußten sein kann, sondern im unteren Grenzfall etwa in der Mitte, d. h. für kleine Temperaturdifferenzen und Ströme wird, wenn Wärmeverlust nach außen wie bisher ausgeschlossen sein soll, ungefähr die Hälfte des Thomson-Effekts durch Vermehrung bzw. Verminderung der Wärmeleitung an der warmen Lötstelle in Erscheinung treten. Der gesamte Wärmeverbrauch wird also bei negativem Thomson-Effekt (Wärmeabsorption) niemals kleiner sein als $Q + L$ und niemals größer als $Q + Q' + L$. Hierbei kann Q unter Umständen auch negativ werden, d. h. es findet an der warmen Lötstelle durch den Peltier-Effekt event. eine Wärmeproduktion statt. Jedoch muß dann Q' größer sein als Q, da sich sonst der Strom umkehrt. Bei positivem Thomson-Effekt (Wärmeproduktion) kann der Wärmeverlust nicht kleiner sein als $Q - Q' + L$ und nicht

größer als $Q + L$. Hierbei muß $|Q| > |Q'|$ sein.

Der Wärmeverbrauch wird also stets zwischen den Grenzen $Q + L$ und $Q \pm Q' + L$ liegen.

Setzt man nun bei der Berechnung des Peltier-Effekts im Nenner für η nicht den eigentlichen für die Thermokraft der warmen Lötstelle geltenden Wert, sondern den Mittelwert aus den Thermokräften bei T_0 und T

$$\eta = \frac{\eta_0\left(1 - \frac{T_0}{\Theta}\right) + \eta_0\left(1 - \frac{T}{\Theta}\right)}{2}$$

$$= \eta_0\left(1 - \frac{T + T_0}{2\Theta}\right) = \frac{e}{T - T_0},$$

also die elektromotorische Kraft des Elements, dividiert durch die Temperaturdifferenz seiner Lötstellen, in Q ein, so bleibt der scheinbare Peltier-Effekt, den diese fiktive Thermokraft hervorruft,

$$Q_m = \frac{0{,}239\,\eta_0^2\, T(T - T_0)\left(1 - \frac{T + T_0}{2\Theta}\right)^2}{w}$$

ebenfalls zwischen Q und $Q \pm Q'$, also auch $Q_m + L$, wie verlangt, zwischen $Q + L$ und $Q \pm Q' + L$. Dies ist leicht zu beweisen. Soll nämlich

$$Q \lesseqgtr Q_m \lesseqgtr Q \pm Q'$$

sein, wobei gleichzeitig entweder nur die oberen oder die unteren Zeichen gelten, so sind lediglich die Werte für Q, Q' und Q_m einzusetzen. Die Ungleichung vereinfacht sich dann, indem sich mehrere Glieder fortheben, zu

$$T\left(1 - \frac{T}{\Theta}\right) \lesseqgtr T\left(1 - \frac{T + T_0}{2\Theta}\right) \lesseqgtr T\left(1 - \frac{T}{\Theta}\right) + (T - T_0)\frac{T + T_0}{2\Theta}$$

oder

$$2\left(1 - \frac{T}{\Theta}\right) \lesseqgtr 1 - \frac{T}{\Theta} + 1 - \frac{T_0}{\Theta} \lesseqgtr 2\left(1 - \frac{T}{\Theta}\right) + \frac{T - T_0}{T} \cdot \frac{T + T_0}{\Theta}$$

folglich

$$0 \lesseqgtr \frac{T - T_0}{\Theta} \lesseqgtr \frac{T - T_0}{\Theta} \cdot \frac{T + T_0}{T},$$

eine Ungleichung, die stets erfüllt ist. Die Formel (5') wird also auch dem Fall des Thomson-Effekts annähernd gerecht, sofern man darin η durch die mittlere Thermokraft ausdrückt. Also gerade durch die einfachste Annahme, daß nämlich η als konstant angesehen wird, wird — allerdings wieder nur für eine gegebene Temperaturdifferenz — dieser Näherungswert erhalten, und zwar in derselben einfachen Form des Resultats wie bisher. Dies dürfte für die Verhältnisse der gewöhnlichen geschlossenen Thermosäule ausreichen.

Der absolute Nutzeffekt würde nach Formel (5') um so größer sein, je größer die Temperaturdifferenz ist. Es versteht sich aber von selbst, daß gleichzeitig der Wirkungsgrad der Heizung immer schlechter wird, so daß bald ein Optimum der Temperatur erreicht wird. Fließt bei der gewöhnlichen Thermosäule irgendein Wärmeträger mit der (als konstant angesehenen) spezifischen Wärme c an den heißen Lötstellen vorüber, und ist seine Anfangstemperatur T', seine Endtemperatur T_2, so geht offenbar die Wärmemenge $c(T_2 - T_0)$ nutzlos verloren, und man kann lediglich den Bruch

$$\frac{T' - T_2}{T' - T_0}$$

ausnutzen[1]). Im denkbar günstigsten Fall könnte $T_2 = T$ sein. Der Temperaturfaktor würde dann

$$\varDelta T = \frac{T - T_0}{T} \cdot \frac{T' - T}{T' - T_0}$$

werden. Er erreicht sein Maximum für

$$T = \sqrt{T' \cdot T_0}$$

und es würde für diese Temperatur

$$\varDelta T = \frac{\sqrt{T'} - \sqrt{T_0}}{\sqrt{T'} + \sqrt{T_0}}$$

sein, also beträgt der mit einer gewöhnlichen Thermosäule im denkbar günstigsten Falle erreichbare Nutzeffekt

$$N_{\max} = \frac{\sqrt{1 + 10^7\eta''^2} - 1}{\sqrt{1 + 10^7\eta''^2} + 1} \cdot \frac{\sqrt{T'} - \sqrt{T_0}}{\sqrt{T'} + \sqrt{T_0}}.$$

Das Verhältnis des wirklich erreichten Nutzeffekts zu diesem theoretisch erreichbaren könnte man nun das Güteverhältnis nennen. Daß auch dieses bei Thermosäulen noch besonders schlecht ist, liegt außer an den Verlusten durch Strahlung und äußere Wärmeleitung daran, daß infolge der starken inneren Wärmeleitung die Temperatur der Lötstelle durchaus noch nicht identisch ist mit der Temperatur der Metalloberfläche, die mit den heißen Gasen in Berührung ist, und daß diese wieder noch wesentlich tiefer ist, als die Durchschnittstemperatur des strömenden Gases, das diese Oberfläche streift.

Man könnte versuchen, auch diese Verhältnisse einer ähnlichen Betrachtung zu unterwerfen, indem man den Wärmeübergang vom Gas zur Lötstelle (nicht zu verwechseln mit der Leitung der Wärme nach außen, dem Wärmeverlust, der nach wie vor unberücksichtigt bleibt) als annähernd gleichmäßig verlaufend ansieht und jeder warmen und kalten Lötstelle im Verhältnis zum inneren einen bestimmten konstanten äußeren Wärmeleitwert γ und γ_0 zu-

1) Eine Konstruktion von Gülcher macht hiervon eine Ausnahme. S. Fr. Peters, Thermoelemente und Thermosäulen. Halle 1908, S. 28—30.

schreibt. Dieser äußere Wärmeübergang ist dann an jeder Lötstelle im stationären Zustand gleich dem inneren vermehrt bzw. vermindert um den Peltier-Effekt. Dies liefert zwei Gleichungen, mit deren Hilfe man die Temperaturen der Lötstellen eliminieren und durch die des Wärme- und Kältereservoirs ersetzen kann. Es würde bei den unsicheren Voraussetzungen zu weit führen, wenn ich die prinzipiell sehr einfache, aber etwas umständliche Rechnung hier durchführen wollte. Man findet, daß der günstigste äußere Widerstand

$$x'' = \sqrt{(1 + 10^7 \eta''^2)(1 + \Gamma \cdot 10^7 \eta''^2)}$$

ist, worin

$$\Gamma = \frac{1}{1 + \frac{1}{\Lambda}},$$

wenn $\Lambda = \frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma} \cdot \sqrt{\frac{T_0}{T'}}$ ist.

T_0 ist hier nur noch die Temperatur des Kältereservoirs. Der maximale Wirkungsgrad $\frac{x''}{1 + x''}$ ist also in Wirklichkeit noch größer, als vorhin berechnet. Man kann daher aus dem beobachteten x'' im Verhältnis zu dem vorhin berechneten x' auf die Größe von γ und γ_0 schließen, wobei die Abhängigkeit des γ von dem Verhältnis der Temperaturen von Wichtigkeit ist. Man muß schließlich noch den theoretisch erreichbaren maximalen Nutzeffekt N mit dem Güteverhältnis

$$G = \frac{1}{1 + \Lambda\left\{1 + \frac{10^7 \eta''^2}{1 + x''}\right\}}$$

multiplizieren, um annähernd den zu erwartenden wirklichen maximalen (absoluten) Nutzeffekt einer bestimmten Thermosäule zu finden.

Auch diese Formeln gelten natürlich um so genauer, je geringer die Temperaturdifferenz ist.

(Eingegangen 9. Juli 1909.)

Die Ausstoßung radioaktiver Materie bei den Umwandlungen des Radiums.

(Erwiderung auf die Bemerkung von Otto Hahn und Lise Meitner zu unserer Arbeit.)

Von Sidney Ruß und Walter Makower.

Die in dieser Zeitschrift **10**, 422, 1909 erschienene Bemerkung von Otto Hahn und Lise Meitner enthält ein bedauernswertes Mißverständnis. Die Verfasser nehmen Anstoß auf die in der deutschen Übersetzung befindlichen Bemerkungen, daß unsere Versuche einen direkten Beweis liefern für den Rückstoß den das bei der Emission der α-Strahlen resultierende Restatom der radioaktiven Substanz erfährt; dagegen ihre Versuche nur ein Anzeichen dafür anführen. Wir bedauern, daß das Wort „evidence“, dessen wir uns bedient haben sowohl mit Bezug auf ihre wie auf unsere Versuche, durch verschiedene Worte (Anzeichen und Beweis) übersetzt worden ist. Leider ist uns keine Korrektur der deutschen Übersetzung zugeschickt worden.

Die Verfasser bemerken weiter, daß eine andere Stelle in unserer Arbeit irrtumsmöglich sei. Die Stelle lautet: „Während der Ausführung unserer Arbeit sind diese Versuche (es handelt sich um Versuche von Miß Brooks, die Rutherford in seinem Lehrbuch anführt) von Hahn und Meitner wiederholt worden.

Die Verfasser geben an, daß ihnen die Versuche von Miß Brooks zur Zeit unbekannt waren. Wir glauben, daß die zitierte Stelle unserer Arbeit zu einem Irrtum keine Veranlassung geben kann, da ja die in Frage kommenden Versuche in der Tat eine, wenn auch unbewußte, Wiederholung sind, allerdings verbunden mit einer beträchtlichen Erweiterung. Übrigens findet sich in der Arbeit von Hahn und Meitner[1]) die folgende Bemerkung: „Da sich bei den Versuchen mit Aktinium X ein sehr bedeutender Einfluß des elektrischen Feldes geltend gemacht hatte, so wiederholten wir die Versuche der Miß Brooks — — —“.

1) Verh. der deutschen Phys. Ges. S. 56, 1909.

Manchester, 5. Juli 1909.

(Eingegangen 7. Juli 1909.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Tübingen Dr. Alfred Kligel für Chemie, an der Technischen Hochschule München Dr. Karl Kurz für Physik, an der Universität Berlin Dr. W. Lung für Chemie, an der Universität Kiel Dr. Alexander Wilkens für Astronomie.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Tübingen Dr. Edgar Wedekind zum a. o. Professor für physikalische und organische Chemie an der Universität Straßburg, der Professor an der Universität Liverpool Dr. C. G. Barkla zum ord. Professor der Physik am Kings-College in London, der Lecturer an der Universität Manchester Dr. E. Knecht zum Professor der Physik ebenda, P. H. Kirkaldy zum Assistent-Professor für Chemie an der Mc Gill-University in Montreal, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Georg Hilpert zum etatmäßigen Professor für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Breslau, der Privatdozent der Mathematik an der Universität Erlangen Dr. Emil Hilb zum a. o. Professor in Würzburg.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 17. | 1. September 1909. | 10. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 18 am 28. August 1909.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über den elektrischen Lichtbogen zwischen Metallelektroden [1]).

Zweite Mitteilung.

Theorie und Entstehung der Schwingungen zwischen Glimmlicht und Bogen.

Von W. G. Cady und G. W. Vinal.

§ 1. In unserer ersten Mitteilung [2]) haben wir nachgewiesen, daß der Strom im elektrischen Lichtbogen bei geringen Stromstärken unter gewissen Verhältnissen nicht konstant bleibt, sondern ausgesprochenen und schnellen Wechseln unterworfen ist. Die Ergebnisse lieferten den Beweis, daß die Schlußfolgerungen Lechers über die Kontinuität des elektrischen Lichtbogens nicht mehr ohne Modifikation angenommen werden können.

Die in unserer ersten Mitteilung beschriebene Methode zur Prüfung der Kontinuität der Bogenentladung bestand im wesentlichen in der Verwendung eines Bolometers, das parallel mit einer Selbstinduktion in den Stromkreis des Lichtbogens eingeschaltet war. Es stellte sich heraus, daß, wenn wir den Bolometerstromkreis, der aus einer Wheatstoneschen Brückenanordnung bestand, deren einen Arm ein feiner Wollastondraht von 10 Ohm Widerstand bildete, vollständig von dem Stromkreis des Lichtbogens trennten, das Galvanometer in der Brücke zuweilen einen Ausschlag zeigte. Da dies selbst dann auftrat, wenn die beiden Stromkreise einen Meter voneinander entfernt waren, so mußten offenbar im Lichtbogen Schwingungen von beträchtlicher Schwingungszahl und Stärke stattfinden.

Die Untersuchung dieser Schwingungen bildet den Gegenstand unserer zweiten und dritten Mitteilung. Wir werden sie in folgenden Abschnitten behandeln:

I. Theorie der Schwingungen (§§ 2—7).
II. Entstehung und Aussehen der Schwingungen (§§ 8—12).
III. Experimenteller Beweis von Schwingungen zwischen Glimmlicht und Bogen (§§ 13 und 14).
IV. Eigenschaften der Schwingungen (§§ 15—32).

I. Theorie der Schwingungen.

§ 2. Der Klarheit wegen setzen wir hier die Theorie auseinander, welche die befriedigendste Erklärung der Schwingungen bietet, und behalten uns den experimentellen Beweis zugunsten dieser Theorie für später vor.

Nehmen wir einmal an, wir hätten einen Stromkreis, bestehend aus einer elektromotorischen Kraft von mehreren Hundert Volt, einem großen Widerstand mit Feinregulierung und einer kurzen Unterbrechungsstrecke zwischen Metallelektroden in freier Luft. Dann wird, wie bekannt, die Entladung entweder als Glimm-

1) Diese Untersuchung wurde mit Hilfe einer Unterstützung aus dem Elizabeth Thompson Science Fund ausgeführt.

2) Cady und Arnold, diese Zeitschr. **8**, 890, 1907. — In der ersten Mitteilung finden sich folgende Druckfehler: Auf Seite 892 sind in der Erläuterung zur Fig. 1 die Angaben „links" und „rechts" miteinander zu vertauschen. Ferner ist in der zweiten Spalte von Seite 904, in der 7. Zeile von unten statt: „kein Widerstand" zu lesen: „keine Ablenkung". — Erst während der Drucklegung des ersten Teiles lernten wir die Arbeit des Herrn Professor Simon über den Lichtbogen bei kleinen Stromstärken (diese Zeitschr. **8**, 471, 1907) kennen, die teilweise dasselbe Gebiet behandelt, und deren Ergebnisse mit den unsrigen in Einklang stehen. Einige Monate nach dem Erscheinen unserer ersten Mitteilung veröffentlichten die Herren Buisson und Fabry (C. R. **146**, 1143, 1908) gleichfalls ihre Entdeckung des ersten und zweiten Stadiums im Eisenlichtbogen.

entladung mit einer Charakteristik erfolgen, die durch die Linie *ab* der Fig. 1 dargestellt wird, oder als Lichtbogen, dessen Charakteristik durch *cd* dargestellt wird. *bc'* ist das instabile Intervall, welches die Entladung beim Über-

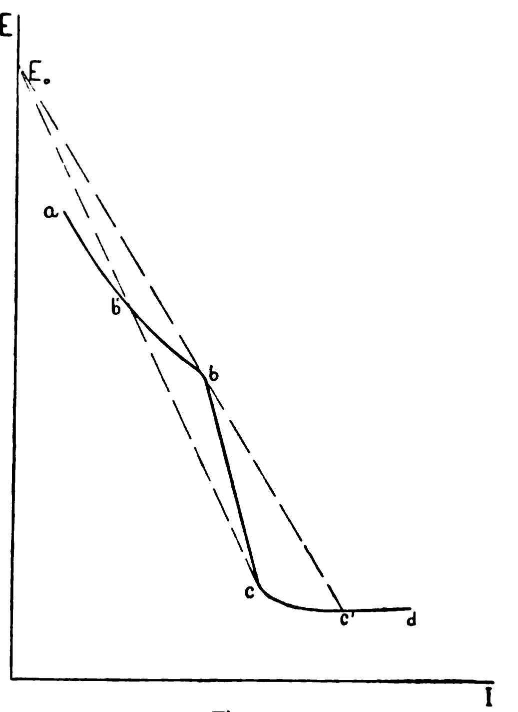


Fig. 1.

gang vom Glimmlicht zum Bogen überspringt, *cb'* das Intervall, das beim Übergang in entgegengesetzter Richtung durchlaufen wird [1]). Die Neigung der Linie *bc'* wird durch die zugeführte elektromotorische Kraft E_0 bestimmt.

Der Widerstand möge anfänglich verhältnismäßig klein sein, so daß der Bogen bei *d* stabil ist. Wenn nun der Widerstand vergrößert wird, gelangen wir zu einem Punkte, wo die Energie an der Kathode zu klein ist, um die Verdampfung zu unterhalten, und die Entladung geht dann plötzlich längs *cb'* in eine Glimmentladung über. Dabei kann die Anode sich in einem Verdampfungszustande befinden oder nicht. Im allgemeinen hört die Anode früher auf zu verdampfen als die Kathode. („Erstes Stadium" unserer ersten Mitteilung.)

Die Schwingungen, mit denen wir es hier zu tun haben, sind reine Kathodenerscheinungen, und das Material der Anode spielt bei ihnen keine Rolle.

Wenn die Linie *cb'* steil ist (hohe angelegte elektromotorische Kraft), so kann es geschehen, daß die an der Kathode verausgabte Energie bei *b'* größer ist als bei *c*. Wenn die Bedingungen derartig sind, daß die Wärme hauptsächlich auf die Nachbarschaft der Kathode beschränkt ist, so steigt die Temperatur der negativen Elektrode schnell, so daß der Teil *b'b* der Charakteristik, vielleicht mit geringen Veränderungen wegen der hohen Temperatur, automatisch durchlaufen wird, bis dann die Verdampfung einsetzt, sich ein Bogen längs *bc'* bildet und der Kreislauf sich von neuem wiederholt. Die Periode dieses Kreislaufes ist außerordentlich veränderlich und hängt von einer großen Anzahl von Faktoren ab; die hauptsächlichsten unter diesen sind die Natur und Gestalt der Kathode, die Möglichkeit der Wärmeabgabe, der Abstand zwischen den Elektroden, Natur und Druck des Gases, elektromotorische Kraft und Widerstand des Stromkreises und, wie wir sehen werden, Selbstinduktion und Kapazität des Stromkreises, der als ein System zu betrachten ist, das elektrische Schwingungen ausführen kann.

§ 3. Wenn man beispielsweise eine elektromotorische Kraft von 460 Volt anlegt und oxydfreie Kupferelektroden von 1—2 mm Durchmesser in freier Luft verwendet, so kann man erreichen, daß die Entladung unregelmäßig zwischen Bogen und Glimmlicht mit einer Periode hin und her pendelt, die von einer halben bis zu mehreren Sekunden währt. In der Glimmlichtphase bedeckt der negative Mantel das Ende der Kathode, die auf eine beträchtliche Strecke von ihrer Spitze an glühend wird, ehe die Verdampfung einsetzt.

Wenn wir jetzt die Unterbrechungsstrecke kürzer machen und die Stromstärke verringern, so wird die Glimmentladung in dem Gas auftreten, das der Bogen ionisiert gelassen hat, und das auf den engen Zwischenraum zwischen den Elektroden beschränkt ist. Der negative Mantel wird annähernd die Fläche der negativen Basis des Bogens einnehmen, und die Temperatur dieser kleinen Fläche wird sehr schnell steigen. Hierdurch wird die Verdampfung beschleunigt und die Glimmlichtphase verkürzt. Da die zur Unterhaltung der Verdampfung in der Bogenphase verfügbare Energie jetzt sehr klein ist, so wird auch die Dauer des Bogens sehr verringert. Die Entladung pendelt dann mit einer Frequenz, die in die Tausende hineinreichen kann, zwischen den beiden Phasen hin und her. Dabei schwankt die Temperatur der Kathodenoberfläche zwischen dem Siedepunkt des Materials und einem ein wenig tiefer gelegenen Punkte. Diese örtliche Erwärmung ist jetzt in hohem Grade von der Beschaffenheit der Kathodenoberfläche abhängig, und die Periode wird schwanken, während die Entladung von Punkt zu Punkt über diese Oberfläche wandert. Die Schwingungen, die wir unter Verwendung von Kupferelektroden in Luft photographisch

1) Vergl. Kaufmann, Ann. d. Phys. (4) **2**, 162, 1900; ferner unsere erste Mitteilung, S. 897.

aufgenommen haben, sind als ein Beispiel dieser Art anzusehen (s. § 9).

§ 4. Wollen wir die Schnelligkeit der Schwingungen weiter steigern, so müssen wir dem umgebenden Gase unser Augenmerk zuwenden. Wenn wir ein passendes Gas wählen, die Stromstärke auf das richtige Maß herabsetzen und die Entfernung zwischen den Elektroden sehr klein machen, so wird, wie wir weiterhin (§ 10) sehen werden, die Periode der Schwingungen hauptsächlich durch die elektrischen Konstanten des Stromkreises bestimmt. Mit anderen Worten: es treten elektrische Schwingungen hoher Frequenz auf, die durch den Widerstand, die Selbstinduktion und die Kapazität, die in dem Bogenstromkreise konzentriert oder verteilt sind, bestimmt werden und ihrerseits auf die Entladung einwirken und deren Periode bestimmen. Die Entladung erteilt dann den Schwingungen Energie in derselben Weise, wie das Echappement einer Uhr dem Pendel Energie erteilt. Das Material der Kathode kann die Intensität und die Beständigkeit der Schwingungen beeinflussen, nicht aber ihre Frequenz.

In dieser Hinsicht ist die Glimmlicht-Bogen-Entladung der Funkenstrecke analog, mit der Ausnahme, daß sie aus ungedämpften Schwingungen zu bestehen scheint (s. § 29). Es besteht auch eine Analogie mit dem schwingenden Bogen vom Thomson-Duddell-Typus, dessen Schwingungsperiode wesentlich von der zu ihm parallel geschalteten Kapazität und Selbstinduktion abhängt. Die verteilte Selbstinduktion und Kapazität im Stromkreise der Glimmlicht-Bogen-Entladung selbst entsprechen der zu dem Duddellschen Bogen parallel geschalteten Selbstinduktion und Kapazität, und der steile Abfall der Linie bc' (in Fig. 1) entspricht dem charakteristischen „Abfall" des Duddellschen Bogens.

Hochfrequenzschwingungen vom Duddellschen Typus, bei denen die einzigen Selbstinduktionen und Kapazitäten die der Elektroden und der benachbarten Teile des Stromkreises waren, sind von Stschodro[1]) und von Simon[2]) beschrieben worden. Anscheinend ist aber in beiden Fällen ein stabiler Bogen der gewöhnlichen Art verwendet worden.

§ 5. Während des Überganges der Schwingungen verhält sich der Entladungskreis selbst wie ein offener Oszillator, der Energie ausstrahlt. Es ist daher auf jedem der beiden folgenden Wege möglich, Energie aus der Entladung zu gewinnen: entweder kann man eine Spule im Entladungskreise mit einer außerhalb stehenden Sekundärspule induktiv koppeln, oder man kann die elektromagnetischen Wellen benutzen, die von den verschiedenen Teilen des Entladungskreises ausgestrahlt werden. Bei unseren Frequenzmessungen haben wir die erstgenannte Methode angewandt. Die Strahlungen werden im § 32 behandelt werden.

1) Stschodro, Ann. d. Phys. (4) **27**, 225, 1908.
2) Simon, diese Zeitschr. **9**, 872, 1908.

§ 6. Das schließliche Ergebnis der Schwingungen zwischen Glimmlicht und Bogen ist die Umwandlung eines Teiles der Gleichstromenergie in Wechselstromenergie, die einen Wechselstrom hervorruft, der sich dem Gleichstrom überlagert. In dieser Hinsicht verhält sich die Entladung wie ein Mikrophonkontakt oder wie ein Stromunterbrecher. Solche Fälle lassen sich entweder als pulsierende Widerstände oder als wechselnde elektromotorische Kräfte behandeln[1]). Nehmen wir beispielsweise an, eine konstante elektromotorische Kraft E sende einen Strom J durch einen Stromkreis von der Selbstinduktion L, dem konstanten Widerstand R und dem pulsierenden Widerstand $aR \cos pt$. Dann ist:

$$E = L\frac{dJ}{dt} + JR(1 + a\cos pt).$$

Diesen Fall hat Barkhausen[2]) behandelt. Barkhausen gelangt durch ein fortlaufendes Näherungsverfahren zu dem Schlusse, daß die Stromwelle eine Gestalt hat, die durch eine Grundschwingung mit einem System höherer harmonischer Partialschwingungen dargestellt wird. Herr L. Cohen hat die Gleichung für einen anderen Zweck exakt gelöst; wir sind ihm für die freundliche Erlaubnis dankbar, von der Lösung Gebrauch zu machen. In einer demnächst erscheinenden Arbeit des Herrn Cohen wird der Nachweis dafür erbracht werden, daß

$$J = \frac{E}{R}\left\{1 + \frac{Ra}{\sqrt{2(R^2+p^2L^2)}}\cos(pt-\varphi) - \frac{R^2a^2\cos(2pt-\psi_1-\psi_2)}{2\sqrt{(R^2+p^2L^2)(R^2+4p^2L^2)}} + \cdots\right\}$$

ist, wo φ, ψ_1, ψ_2 Konstanten sind.

Für den vorliegenden Zweck ist das Beachtenswerteste an dieser Lösung neben dem Vorkommen der harmonischen Glieder der Umstand, daß die Reihe um so langsamer konvergiert, je größer der Wert von a ist, das heißt, je größer die Amplitude des veränderlichen Widerstandes ist. Dieser Umstand kommt mit für die Intensität der weiter unten (§ 25) verzeichneten höheren Partialschwingungen auf. Die eben angeführte Gleichung läßt zwei Umstände unberücksichtigt: zunächst den Umstand, daß die Kapazität des Stromkreises bei Schwingungen hoher Frequenz eine wichtige Rolle spielt, und zweitens den Umstand, daß der Widerstand der elektrischen Entladung nicht

1) Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung, Leipzig 1907, S. 19.
2) Barkhausen, a. a. O.



sinusförmig pulsiert, sondern in viel komplizierterer Form.

§ 7. Über die relative Dauer der Bogenphase und der Glimmlichtphase wissen wir wenig, aber je kürzer eine dieser beiden Phasen gegenüber der anderen ist, um so ausgeprägter müssen die harmonischen Glieder werden. Auf jeden Fall können wir das Vorkommen einer komplizierteren Wellenform, die eine große Familie von Partialschwingungen umfaßt, mit Zuversicht voraussagen. Wegen der mangelnden Symmetrie zwischen der Bogen- und der Glimmlichtphase können sowohl ungeradzahlige wie geradzahlige Partialschwingungen vorkommen (§ 25).

Der Sachverhalt wird weiter durch den Umstand kompliziert, daß die Schwingungen sich mit ihrer Frequenz der natürlichen Periode jenes Teiles des Stromkreises anpassen, durch den sie hindurchgehen können; es tritt eine Art von Resonanz auf, und das Ergebnis ist, daß der Effektivwert des Wechselstromes größer sein kann als der des von der Stromquelle gelieferten Gleichstromes.

Hieraus geht hervor, daß während einer gewissen Zeit im Verlaufe eines jeden Kreislaufes die Stromrichtung umgekehrt wird. Damit diese Umkehrung auftreten kann, muß offenbar die Kapazität des Bogenkreises eine wichtige Rolle spielen.

Die Form der Stromwelle muß einigermaßen der in Fig. 2 dargestellten entsprechen. In

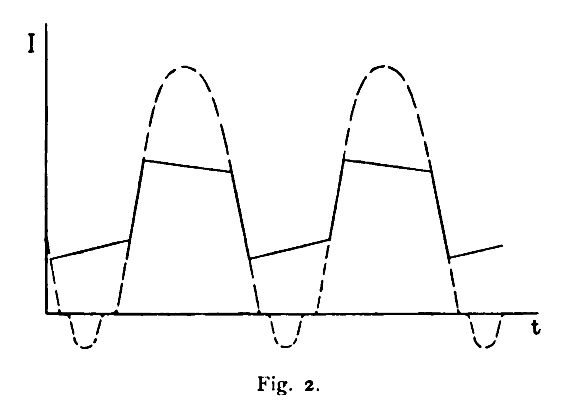


Fig. 2.

dieser Figur stellen die ausgezogenen Linien den normalen Strom dar, der zwischen Bogen und Glimmlicht pulsiert, und zwar unter Vernachlässigung der Resonanzwirkungen. Die gestrichelten Linien zeigen die Form der Stromwelle, wenn die Pulsationen synchron mit der Eigenperiode des Stromkreises erfolgen. Die Stromstärke in der Bogenphase steigt viel höher als zuvor, während die Glimmlichtphase mit positiver Stromrichtung praktisch verschwindet und eine kurze Entladung in entgegengesetzter Richtung an ihre Stelle tritt.

Wenn die Frequenz niedriger wäre, so würde die Potentialdifferenz sehr hoch steigen müssen, um bei jedem Richtungswechsel die Entladung wieder einsetzen zu lassen, und das Ergebnis würde praktisch eine Folge von Funken sein. Angesichts der hohen Frequenz (von der Größenordnung einer Viertelmillion) und des kurzen Elektrodenabstandes kann aber offenbar die Glimmlichtphase sofort nach jedem Richtungswechsel des Stromes beginnen.

Die Frequenz ist zu inkonstant, um eine Analyse der Wellenform mittels irgendeiner der gewöhnlichen Oszillographentypen zuzulassen. Andererseits würde eine Schätzung der Frequenz auf theoretischer Grundlage eine Kenntnis des Widerstandes, der Selbstinduktion und der Kapazität nicht nur des Stromkreises, sondern auch der Entladung selbst erfordern. Diese Faktoren überschläglich zu berechnen, würde schwierig sein, da man hierzu notwendig genau wissen müßte, wieweit die Schwingungen in den Stromkreis eindringen.

II. Entstehung und Aussehen der Schwingungen.

§ 8. Wenn die Schwingungen kräftig waren, so wurden sie mit Hilfe eines Bolometers nachgewiesen, das vom Stromkreise des Bogens isoliert und 10 bis 100 cm von diesem entfernt war. In diesem Falle empfing der Bolometerkreis die Energie größtenteils in Gestalt elektromagnetischer Strahlungen seitens der nächstgelegenen Teile des Entladungskreises. Bei schwachen Schwingungen, wie die weiter unten zunächst zu beschreibenden, war es erforderlich, einen Punkt des Bolometerkreises mit einer Elektrode des Bogens zu verbinden.

Schwache Schwingungen erhielten wir beispielsweise mit einem Kupferlichtbogen in freier Luft und mit Eisen- oder Silberlichtbogen in Stickstoff (vgl. S. 894 unserer ersten Mitteilung). In einigen dieser Fälle bestand auch die Kathode aus Kohle.

Die weitere Untersuchung des Kupferlichtbogens in Luft lieferte die nachstehenden Ergebnisse, die wir im allgemeinen mit einer EMK. von mehr als 400 Volt gewonnen haben:

Will man Schwingungen erhalten, so muß die Kupferkathode rein und frei von Oxyd sein. Dies steht im Einklang mit unserer früheren Bobachtung, daß von einer oxydierten Elektrode aus keine Glimmentladung möglich ist. Die Schwingungen lassen sich zuweilen mit dem Bolometer nachweisen, wenn die Stromstärke bis zu einem Ampere beträgt, und sie erreichen ihre höchste Intensität bei 0,2 bis 0,3 Ampere. Die Länge des Bogens kann bis zu 2 mm betragen, die besten Resultate erhält man aber

mit einer ganz kurzen Unterbrechung zwischen den Elektroden.

Elektroden mit Wasserkühlung bieten keinen merklichen Vorteil gegenüber solchen auf hoher Temperatur. Aus reichlichem Material ergibt sich, daß der Übergang aus dem ersten in das zweite Stadium an der Kupferanode nichts mit dem Effekt zu tun hat, der ein reines Kathodenphänomen bildet. Man erhält die gleichen Effekte, gleichviel ob die Anode aus Kupfer besteht oder aus Kohle.

Der Beginn kräftiger Schwingungen gibt sich durch das Aussehen der Entladung zu erkennen, die eine Gestalt annimmt, welche zwischen der eines Bogens und der einer Glimmentladung steht. Dabei hört man einen ganz charakteristischen klingelnden Ton, und die Nadel des zur Entladung parallel geschalteten Voltmeters zittert heftig und unregelmäßig zwischen zwei Grenzlagen hin und her.

Oberhalb 0,4 Ampere ist die Entladung ein stabiler Bogen. Bei 0,4 Ampere beginnen die Schwankungen zwischen Bogen und Glimmlicht, anfänglich schwach, dann aber mit abnehmender Stromstärke an Intensität zunehmend. Bei höherer angelegter EMK. würde es zweifellos möglich gewesen sein, unter weiterer Verringerung der Stromstärke die allmähliche Intensitätsabnahme bis zur Erreichung einer stetigen Glimmentladung zu beobachten. Unter welchen Bedingungen man immer die Schwingungen erhalten mag, stets haben sie bei einer bestimmten Stromstärke die größte Intensität.

§ 9. Um die Natur und die Schwingungszahl dieser Schwingungen näher zu untersuchen, ließen wir das Bild des Bogens auf eine in schneller Bewegung befindliche photographische Platte fallen. Wir benutzten dabei einen Bogen, der zwischen einer Kohlenanode und einer Kupferkathode in freier Luft überging, und ordneten die Elektroden horizontal an. Wir ließen die photographische Platte in einer vertikalen Führung aus Holz fallen und beschleunigten ihre Bewegung durch Gummibänder, bis sie an einer Öffnung in dem Fallschacht mit einer Geschwindigkeit von ungefähr 565 cm/sec = 0,000177 sec/mm vorüberglitt. Mittels einer achromatischen Linse erhielten wir ein winziges Bild des Bogens auf der Platte während ihres Vorüberganges an dieser Öffnung.

Wir ließen eine Anzahl Platten unter verschiedenen Verhältnissen für den Lichtbogen fallen; die Stromstärke war dabei von der Größenordnung 0,3 Ampere und die Länge des Bogens betrug 1 mm.

Nahezu in allen Fällen, in denen das Bolometersystem einen Ausschlag aufwies, war die Aufzeichnung auf der photographischen Platte keine ununterbrochene Linie, vielmehr war sie in ein System mehr oder minder periodischer Punkte und Striche aufgelöst. Diese traten in Zügen von fünf bis zu mehreren hundert Wellen auf, und zwar war die Periode in jedem einzelnen Wellenzug durchweg praktisch konstant, änderte sich indessen unvermittelt von einem Wellenzug zum nächsten. In jedem einzelnen Wellenzug waren die Wellen anscheinend ungedämpft.

Die geringste beobachtete Frequenz betrug ungefähr 1300 in der Sekunde, die höchste ungefähr 43000. In einem Falle trat in einer und derselben Aufnahme ein Wechsel von einer Frequenz von 1300 in der Sekunde zu einer solchen von 10000 in der Sekunde auf. Die Geschwindigkeit der Platten und die Deutlichkeit des Bildes gestatteten kaum, eine Frequenz von mehr als 50000 in der Sekunde zu identifizieren; wir können daher nicht mit Bestimmtheit behaupten, daß höhere Frequenzen nicht vorkamen.

Diese Versuche lehren, daß beim oszillierenden Bogen zwischen Kohle und Kupfer in freier Luft die Stromstärke und das von dem Bogen ausgesandte Licht beständig mit einer Periode schwanken, die ihrerseits wiederum plötzlichen und großen Schwankungen unterworfen ist (vgl. § 3).

§ 10. Wir lassen nun einen kurzen Bericht über die Versuche folgen, die wir in der Absicht unternahmen, zu erfahren, unter welchen Bedingungen sich die Regelmäßigkeit, die Frequenz und die Intensität dieser Schwingungen steigern lassen.

In CO_2 und in N. Die Bolometerausschläge sind klein und unzulänglich.

In H. Wir konnten keinen Bogen, sondern nur eine Glimmentladung erhalten, es sei denn, daß die Stromstärke mehr als 3 Ampere betrug.

Wir führten nun ein wenig Benzindampf in der Weise ein, daß wir den Wasserstoff durch eine Flasche mit Benzin hindurchperlen ließen[1]). Dadurch waren wir imstande, die Stromstärke im Bogen auf 0,2 Ampere herabzumindern, und bei dieser Stromstärke traten gute Schwingungen auf. Wir gaben indessen die Anwendung von Benzin wegen des reichlichen Rußniederschlages und wegen der Tendenz des Bogens, auszugehen, auf.

In Leuchtgas. Leuchtgas lieferte weit bessere Resultate als irgendeines der zuvor erwähnten Gase. Wir verwandten hauptsächlich eine Silberkathode. Wegen des Niederschlages von Kohlenstaub aus dem dissoziierten Gase verdünnten wir dieses durch Zusatz einer gewissen Menge Stickstoff oder Luft. In Leuchtgas beobachteten wir zum ersten Male große Ausschläge, wenn der Bolometerkreis ganz und gar vom Bogenkreise abgeschaltet war. Der Effekt

1) Vgl. Barreca, Electrician, 17. Januar 1908.



war bei Atmosphärendruck entschieden besser als bei irgendeinem verminderten Druck. Wir konnten indessen keine Schwingungen nachweisen, wenn der Bogen von der Flamme eines Bunsenbrenners umgeben war.

In *H* und Azetondampf. Die Versuche mit Benzindampf und mit Leuchtgas wiesen darauf hin, daß die Gegenwart von Kohlenwasserstoffen rings um den Bogen die Entstehung von Schwingungen sehr erleichtert. In dem Bestreben, eine Kohlenstoffverbindung zu finden, die weniger zur Bildung von Kohlenstaub Anlaß geben würde, versuchten wir ein Gemisch von Wasserstoff und Azeton, wie es Fischer[1]) beschrieben hat. Dieses Gemisch stellten wir dadurch her, daß wir den aus einem Kippschen Apparat kommenden Wasserstoff durch den oberen Teil einer Flasche mit Azeton hindurchstreichen ließen. Wir fanden es besser, den Wasserstoff nicht durch die Flüssigkeit hindurchperlen zu lassen. Bei diesem Verfahren war genügend Azetondampf vorhanden, um kräftige Schwingungen zu ermöglichen, ohne eine sehr schnelle Anhäufung von Kohlenstaub zu verursachen. Nichtsdestoweniger war eine häufige Säuberung der Elektroden erforderlich, und die Schwingungen waren hinsichtlich ihrer Konstanz niemals mit denen zu vergleichen, die vom Funken oder vom Duddellschen Lichtbogen ausgehen. Selbst unter sorgfältigster Beobachtung aller Vorsichtsmaßregeln konnten wir nicht vermeiden, daß die Schwingungen unbeständig und unregelmäßig waren. Wir konnten kaum jemals eine Resonanzkurve erhalten, ohne gezwungen zu sein, die Elektroden zusammenzubringen, eine von ihnen zu drehen, oder den Charakter der Schwingungen anderweitig zu verändern. Daher dürfen die Werte für die Frequenz, die wir weiter unten angeben werden, nur als rohe Näherungswerte angesehen werden. Nahezu sämtliche zu beschreibende Beobachtungen wurden mit der Entladung in Wasserstoff und Azeton ausgeführt.

Die Frequenz ist in Leuchtgas oder in Azeton viel größer als in Luft. Die Kohlenstoffverbindungen, die die Entladung umgeben, machen anscheinend die Kathodenbasis in der Glimmlichtphase konzentrierter und beschleunigen dadurch ihre Temperatursteigerung. Die Entladung ist stetiger und ruhiger als in Luft, und die Schwingungszahl ist verhältnismäßig konstant, da sie durch die elektrischen Konstanten des Stromkreises bestimmt wird (vergl. § 4).

Ein parallel zur Entladung geschaltetes Voltmeter zeigte während der Schwingungen ungefähr 215 Volt an, wenn die Stromstärke 0,1 Ampere betrug. Dieser Wert ist indessen nicht zuverlässig, denn das Vorhandensein des Voltmeters im Nebenschluß zum Bogen verringerte die Intensität der Schwingungen bedeutend (vergl. § 31). Den wahren Wert des mittleren Entladungspotentials erhielten wir auf Grund der Kenntnis der Stromstärke, der EMK. und des äußeren Widerstandes, und er ergab sich unter Verhältnissen, die den oben genannten ähnlich waren, zu ungefähr 280 Volt. Dieser Wert liegt zwischen dem Potentialgefälle, das man gewöhnlich für einen Lichtbogen findet, und dem, das man gewöhnlich für eine Glimmentladung findet.

§ 11. Versuche mit verschiedenen Metallen. Ein beliebiges Metall oder Kohle kann als Anode dienen. Allerdings ist bei Verwendung von Kohle die Rußbildung lästig. Als Kathode haben wir *Pt, Fe, Ag, Cu, Al, Pb* und Weichlot versucht. Alle geben anfänglich Schwingungen von anscheinend derselben Intensität und Frequenz, indessen wird durch Veränderung der Oberfläche einiger dieser Metalle der Effekt alsbald vernichtet. Wir konnten keinen Unterschied in der Frequenz mit Sicherheit nachweisen, wenn die Kathode aus *Ag* oder aus *Cu* oder aus *Al* bestand. Ein feiner Kupferdraht brachte denselben Effekt hervor wie eine große Scheibe. Mit Kohle als Kathode konnten wir nur die schwächsten Schwingungen beobachten, obschon gerade mit dieser Anordnung die Schwingungen zum ersten Male entdeckt wurden. Schwarzes Eisenoxyd, Fe_3O_4, gab schwache Schwingungen.

§ 12. Wenn die zugeführte EMK. allmählich vermindert wurde, wurden die Schwingungen weniger intensiv, und es erwies sich eine größere Stromstärke als erforderlich. Bei einer angelegten EMK. von nur 145 Volt bemerkten wir noch einen ganz schwachen Ausschlag am Bolometer; die Entladungsstromstärke betrug dabei 0,8 Ampere. Dieser Ausschlag rührte möglicherweise nur von Unregelmäßigkeiten im Brennen des Bogens her. Jedenfalls schien kein kritisches Entladungspotential zu bestehen, bei dem die Schwingungen plötzlich begannen.

III. Experimenteller Nachweis von Schwingungen zwischen Glimmlicht und Bogen.

§ 13. Der Umstand, daß ein allmählicher Übergang von einem sichtbaren langsamen Wechsel zwischen Bogen und Glimmlicht in Luft über die schneller pulsierende, auf photographischem Wege aufgezeichnete Entladung zu den Hochfrequenzschwingungen in Wasserstoff und Azeton beobachtet werden kann, führt naturgemäß zu der Annahme, daß in diesen letztgenannten Schwingungen auch noch der Wechsel zwischen Bogen und Glimmlicht vor sich geht. Natürlich steht auch die andere

1) Fischer, Ann. d. Phys. (4) 28, 57, 1909.

Hypothese offen, daß eine intermittierende Funkenentladung existiert, und in der Tat könnte man vielleicht durch Erhöhung der EMK. und Veränderung der Konstanten des Stromkreises einen allmählichen Übergang von den Pulsationen zwischen Glimmlicht und Bogen zu einer reinen Funkenentladung herstellen. Daß die vorliegende Erscheinung keine Funkenentladung im gewöhnlichen Sinne ist, wird durch die geringe Dämpfung der Schwingungen wahrscheinlich gemacht (§ 29). Dagegen ließe sich andererseits geltend machen, daß es sich hier um eine Funkenentladung von der Art handele, wie sie Max Wien beschrieben hat, und zwar würden die Kapazität und die Selbstinduktion im Entladungskreise an die Stelle des schwingenden Zweiges in der Wienschen Schaltung treten. In diesem Falle würde der Wellenzug, der jeden einzelnen Funken bildete, rasch auf Null abfallen, ehe der nächste Funken übergeht. Um aber die beobachtete Tatsache zu erklären, daß die Effektivstromstärke des Wechselstromes mehrfach so groß ist wie die Gleichstromstärke, würden wir eine sehr große Anfangsamplitude annehmen müssen, die schwer mit der verhältnismäßig niedrigen angelegten EMK. verträglich wäre. Der Umstand, daß unsere Schwingungen in Kohlenwasserstoffdämpfen am besten sind, und daß wir keine Mittel anwandten, um die Primärschwingungen zu dämpfen, verschärft den Unterschied zwischen den beiden Erscheinungen, zumal da der Sekundärkreis (§ 29) beträchtlich gedämpft war.

§ 14. Nach der hier aufgestellten Erklärung für die Schwingungen muß das Potentialgefälle längs der Entladung einmal während jeder Periode zu dem für eine Glimmentladung charakteristischen Werte ansteigen. Wir beschlossen, dies zu untersuchen, und gleichzeitig die Frage zu beantworten, ob die Schwingungen vielleicht von einer schnellen Folge kurzer Funken herrührten. Im letzteren Falle wäre nämlich zu erwarten, daß die Potentialdifferenz beträchtlich über den einer Glimmentladung entsprechenden Wert steigen würde.

In Anbetracht der hohen Frequenz der Schwingungen schien das einzige anwendbare Verfahren zur Messung der maximalen Potentialdifferenz darin zu bestehen, parallel zur Entladung eine geeichte Funkenstrecke zu schalten. Daß diese Methode selbst dann anwendbar ist, wenn die Frequenz bis zu einer Million beträgt, geht aus den Arbeiten von Voege[1]) und von Algermissen[2]) hervor. Besonders der letztgenannte Forscher weist nach, daß bei kurzen Funkenlängen das Entladungspotential bei Hochfrequenz nur wenig von dem statischen Potential abweicht.

Die benutzte Funkenstrecke bestand aus einer Messingplatte A (siehe Fig. 3) von 1 cm Durchmesser, die als Anode diente, und einer kleinen stählernen Nähnadel B als Kathode.

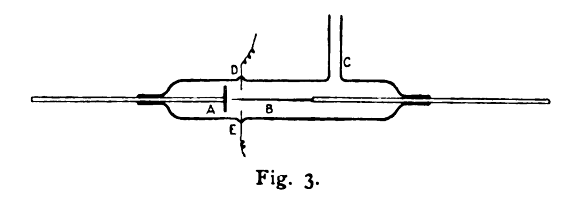


Fig. 3.

Diese Elektroden waren in ungefähr 1 mm Abstand in einer kleinen Glasröhre angebracht und mit Siegellack eingekittet. Ein seitlicher Arm C der Röhre stand in Verbindung mit einem Wasserstoffapparat, der Luftpumpe und dem Manometer. Der Kupferlichtbogen in einem Gemisch aus Wasserstoff und Leuchtgas auf Atmosphärendruck wurde als Quelle der Schwingungen benutzt. Kurze, dicke Drähte verbanden die Polklemmen des Bogens mit der Funkenstrecke.

Wir begegneten zunächst großen Schwierigkeiten, als es galt, einen Funken bei hinreichend niedrigem Potential sogleich übergehen zu lassen. Ein Eisenlichtbogen, und späterhin ein kräftiger Funken zwischen Zinkelektroden dicht an der Glasröhre brachten keine wesentliche Besserung, ebensowenig eine direkte Ionisierung des Gases in der Röhre durch Hindurchsenden der Entladung eines kleinen Induktoriums von der Spitze zur Platte unmittelbar vor jeder Beobachtung.

Wir verfielen dann darauf, das Gas künstlich in einem Ionisationszustande zu halten, während das Funkenpotential angelegt wurde. Zu diesem Zwecke schmolzen wir zwei Platindrähte, D und E, zu beiden Seiten der Funkenstrecke, etwa 5 mm vor der Messingscheibe, in die Röhre ein. Die Elektrode A wurde beständig mit den positiven Klemmen des Bogens und einer variablen Eichbatterie verbunden gehalten. B konnte schnell hintereinander mit der negativen Klemme der Eichbatterie (und zwar über einen hohen Widerstand) und mit der Kathode des Bogens verbunden werden. Die Beobachtungen wurden in der nachstehenden Reihenfolge ausgeführt: Das Gas in der Glasröhre wurde bis auf einen bestimmten Druck ausgepumpt, die Hilfsentladung zwischen D und E eingeleitet, und das niedrigste statische Potential beobachtet, das noch eben hinreichte, um eine Entladung zwischen A und B einzuleiten. Dann wurde B schnell mit der Kathode des Bogens verbunden und beobachtet, ob eine Entladung zwischen A und B stattfand oder nicht. Die Entladung zwischen D und E wurde während dieser ganzen Operation unterhalten. Dann wurde der Druck in der Röhre verändert und die Beobachtungen wiederholt. Jede Ver-

1) Voege, ETZ. **25**, 1033, 1904.
2) Algermissen, Ann. d. Phys. (4) **19**, 1016, 1906.

änderung des Gasdrucks brachte natürlich eine Änderung des Minimum-Funkenpotentials mit sich. Nach einer Reihe solcher Beobachtungen waren wir daher in der Lage, eine hinreichend nahe obere Grenze für das maximale Potentialgefälle längs des Bogens festzusetzen.

Das niedrigste auf diese Weise am Eichungsstromkreise beobachtete Entladungspotential betrug 340 Volt bei einem Gasdruck von ungefähr 7 mm in der Funkenröhre. Bei einer angelegten EMK. von 460 Volt am Bogen wurde das maximale Potentialgefälle längs des Bogens bei Gegenwart von Schwingungen immer zu mindestens 340 Volt, gewöhnlich zu ungefähr 385 Volt, aber niemals höher als zu 397 Volt gefunden.

Diese Werte sind kaum größer, als sie für das Potentialgefälle zwischen den Polen einer kurzen Glimmentladung zu erwarten wären, wo der größere Teil des gesamten Gefälles an der Kathode liegt. Daher scheint, sofern die Methode der Funkenstrecke bei Hochfrequenzschwingungen zulässig ist, erwiesen, daß die Entladung nicht intermittierend und diskontinuierlich ist, sondern in einem äußerst raschen Wechsel zwischen Bogen und Glimmlicht und umgekehrt besteht.

Die Verwendung von Hilfselektroden zur Ionisierung ist für Untersuchungen dieser Art in jeder Hinsicht zu empfehlen. Mit ihrer Hilfe erfolgt das Ansprechen der Röhre auf eine angelegte Spannung oberhalb des Minimums augenblicklich, während das Minimum-Entladungspotential selbst scharf definiert und gut reproduzierbar ist. Die Gegenwart der Hilfsentladung zur Ionisierung schien das kritische Entladungspotential nicht niedriger zu machen, als es ohne künstliche Ionisierung nach der gewöhnlichen Verzögerung war.

Zusammenfassung.

I. Wir haben die Theorie einer Art pulsierender Entladung auseinandergesetzt, die wir aus Zweckmäßigkeitsgründen die „Glimmlicht-Bogenlicht-Entladung" nennen. Diese Entladung ist ein spontaner und schneller hin und her verlaufender Wechsel zwischen Bogen und Glimmlicht; ihr wesentliches Merkmal ist, daß die Energieabgabe an der Kathode in der Glimmlichtphase viel größer ist als in der Bogenphase. Unter geeigneten Bedingungen ist die Frequenz dieser Schwingungen so hoch, daß sie synchron mit der natürlichen Periode der benachbarten Teile des Entladungskreises verlaufen, die bestimmt wird durch deren — verteilten oder konzentrierten — Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität. Es entsteht ein oszillierender Strom, dessen Stärke größer sein kann als die des zugeführten Stromes. Wir haben gezeigt, daß höhere Partialschwingungen in der Stromwelle stark hervortreten müssen.

II. Wir haben die besten Bedingungen für die Schwingungen untersucht. Der Kupferlichtbogen in Luft liefert Pulsationen, die genügend langsam verlaufen, um auf einer photographischen Platte aufgezeichnet werden zu können. Die Schwingungen sind aber äußerst schnell und kräftig, wenn die Entladung in einem Gemisch aus Wasserstoff und Azetondampf vor sich geht.

III. Wir haben kräftiges Beweismaterial zugunsten der Glimmlicht-Bogenlicht-Hypothese aus der Messung der maximalen Potentialdifferenz gewonnen, welche die Entladung während jedes Kreislaufes annimmt. Mit Hilfe einer geeichten Funkenstrecke fanden wir, daß dieses Maximum nicht über den für eine Glimmentladung charakteristischen Wert hinaus steigt. Wir haben eine neue Methode angewandt, um das Gas in der Umgebung der Funkenstrecke im Ionisationszustande zu erhalten.

Die Untersuchungen sollen fortgesetzt werden.

Scott-Laboratory of Physics, Wesleyan-University, Middletown, Conn., 3. Juni 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 29. Juli 1909.)

Zur Kenntnis der Radioaktivität der gewöhnlichen Materie.

Von M. Levin und R. Ruer.

Die Frage, ob die Radioaktivität eine allgemeine Eigenschaft der Atome sei, wurde zuerst von Madame Curie[1]) experimentell untersucht. Madame Curie, welche eine große Anzahl gewöhnlicher und seltener Elemente untersuchte, fand außer dem Uran und Thor keinen einfachen Körper, dessen Aktivität größer war, als 1 Proz. der Aktivität des metallischen Urans.

Durch die Versuche von Campbell[2]), dem ein empfindlicheres Versuchsverfahren die Messung weit geringerer Aktivitäten gestattete, wurde es wahrscheinlich gemacht, daß es außer dem Uran und Thor, sowie ihren Familien, noch andere Elemente gibt, welche die Eigenschaft der Radioaktivität besitzen. Campbell kam zu dem Resultate, daß Kalium, Rubidium und Blei radioaktiv sind. Elster und Geitel[3]) wiesen jedoch nach, daß eine etwa 100 Jahre alte Bleiprobe keine merkliche Aktivität besaß, und es gelang ihnen, aus radioaktivem Blei einen Stoff zu isolieren, welcher offenbar mit

1) Madame Curie, Untersuchungen über die radioaktiven Substanzen, Braunschweig 1906, Seite 14ff.
2) Jahrbuch der Radioaktivität **2**, 434, 1905.
3) J. Elster und H. Geitel, diese Zeitschrift **7**, 841, 1906; **8**, 273, 1907; H. Geitel, diese Zeitschr. **8**, 776, 1907.

dem Radium F identisch ist; das Blei verdankt daher seine Aktivität, in der Hauptsache wenigstens, einer Verunreinigung.

In einer früheren Mitteilung[1]) haben wir über Versuche berichtet, die Frage, ob das Kalium aktiv ist, mit Hilfe eines photographischen Versuchsverfahrens zu entscheiden. Wir haben diese Versuche über die Aktivität des Kaliums fortgesetzt und im wesentlichen nach dem in der früheren Arbeit beschriebenen Verfahren auch den größten Teil der übrigen chemischen Elemente auf ihre Radioaktivität untersucht.

Die benutzten 9×12 cm großen Platten von J. Hauff & Co., Feuerbach, waren derartig in schwarzes Papier eingewickelt, daß die lichtempfindliche Schicht mit nur einer Lage Papier überdeckt war. Auf diese wurden Messingbleche von 1 mm Dicke und 4×4 cm Fläche gelegt, aus deren Mitte ein Quadrat von etwa 1 cm Seitenlänge ausgeschnitten war. Auf die derartig ausgesparten Löcher wurden die zu untersuchenden Präparate, welche sich auf einem Stückchen Seidenpapier befanden, gelegt. Jede photographische Platte wurde mit 4—5 der Messingschablonen beschickt, von denen jedoch der Kontrolle wegen stets eine nicht mit einem Präparat belegt war. Mit jedem Präparat wurden mindestens 2 Parallelversuche angestellt. Im allgemeinen wurden von jedem Elemente mehrere Präparate verschiedener Herkunft benutzt. Die Einlegung und Aufbewahrung der Platten geschah im Dunkelzimmer. Die Expositionszeit betrug etwa ein halbes Jahr.

Bei längerer Expositionszeit ist auch der Zutritt sehr geringer Lichtmengen nicht ohne Einfluß auf die umhüllten Platten. Wir erreichten zufriedenstellende Resultate erst dann, als wir jede Platte in dem Pappkasten aufbewahrten, der zu ihrer Verpackung und Verschickung gedient hatte. Unter diesen Umständen ließen die Platten unter den nicht mit einem Präparate belegten Schablonen keine dem ausgesparten Quadrate entsprechende Schwärzung erkennen. Bei unseren Versuchen ergab sich demnach kein Unterschied zwischen der eventuellen Aktivität der Bestandteile des Messings und denen der atmosphärischen Luft. Die durch ein Präparat hervorgerufene Schwärzung wurde also auf die eventuelle Aktivität des Messings als Nullwert bezogen.

Die Nachteile dieses Versuchsverfahrens bestehen neben der langen Zeitdauer, welche die Versuche bei geringer Aktivität der zu untersuchenden Stoffe erfordern, vor allen Dingen darin, daß den Beobachtungen nur die β- und γ-Strahlen-Aktivität zugänglich ist, während die α-Strahlen durch das schwarze Papier verhindert werden, bis zur lichtempfindlichen Schicht zu dringen. Unsere Versuche können daher nur über solche Aktivitäten etwas aussagen, welche durch durchdringende Strahlen hervorgebracht werden. Nach unseren bisherigen Kenntnissen gibt es jedoch keine radioaktive Familie, welche nicht β-Strahlen aussendet. Weiterhin erlaubt das Versuchsverfahren nur eine annähernde Schätzung der Größe der beobachteten Aktivität.

Diesen Nachteilen gegenüber besitzt das Verfahren eine große Empfindlichkeit, weil gegenüber dem elektrischen Verfahren die photographische Methode ein sozusagen akkumulatives Verfahren darstellt. Ein Vorzug, der für unsere Zwecke besonders in Betracht kommt, besteht darin, daß man auch mit sehr kleinen Substanzmengen zuverlässige Resultate erhält, was besonders dann von Wert ist, wenn es sich, wie im vorliegenden Falle, auch um die Untersuchung seltener Elemente handelt. Schätzungsweise ist bei dem von uns angewandten Verfahren noch eine Aktivität nachweisbar, welche höchstens ein Millionstel der Aktivität der α-Strahlen des Urans beträgt.

In dem folgenden Bericht über unsere Beobachtungen sind die Elemente nach den Vertikalreihen des periodischen Systems geordnet.

1. Reihe.

Lithium, Natrium, Kupfer, Silber, Gold bzw. deren Salze brachten keine Schwärzung hervor; dagegen wirkten alle untersuchten Kaliumsalze auf die Platten ein. Das gleiche gilt von den beiden untersuchten Rubidiumsalzen (Nitrat und Chlorid). Von Cäsiumsalzen wurde nur ein von Kahlbaum bezogenes Nitrat untersucht. Dieses erwies sich als inaktiv. Ammoniumsalze zeigten keine Aktivität. Bekanntlich besitzt das Ammoniumamalgam[1]) die Fähigkeit, kurze Zeit nach seiner elektrolytischen Herstellung die Luft elektrisch leitend zu machen. Die Ammoniumsalze besitzen diese Eigenschaft nicht und wirken auch, wie erwähnt, auf die photographische Platte nicht ein.

Von Kaliumpräparaten hatten wir früher untersucht: Kalisalze, welche aus Melasse und Schlempe hergestellt waren, aus Wollschweiß gewonnene Pottasche, Staßfurter Chlorkalium und einige käufliche Kalisalze. Jetzt haben wir noch die folgenden Kaliumpräparate untersucht:

Ein Kaliumpräparat war aus Holzasche gewonnen, welche aus Südtirol stammte. Wir verdankten diese der Freundlichkeit des Herrn Professor Zsigmondy, Göttingen. Ein weiteres Präparat stammte aus Südrußland und war aus Sonnenblumenasche hergestellt. Wir ver-

1) Diese Zeitschr. 9, 248, 1908.

1) A. Coehn, Göttinger Nachrichten 1906.



danken dieses Präparat der Güte des Herrn Petrenko, Kiew. Ferner wurde zu unseren Versuchen ein aus Chile stammendes Kaliumperchlorat verwandt, welches wir durch die Liebenswürdigkeit des Herrn Dr. Lipschütz, Hamburg erhielten. Weiterhin untersuchten wir ein käufliches Kaliumnitrat, sowie ein Präparat, welches durch achtmaliges Umkristallisieren aus diesem gewonnen war, und die Kristalle, welche durch Eindampfen der letzten Mutterlauge erhalten waren. Mit Rücksicht auf Versuche von Mc Lennan[1]), welcher an einigen Präparaten von Cyankali und Kaliumsulfit eine auffallend geringe Aktivität beobachtete, wurden auch diese Salze, die von Merck bezogen waren, untersucht, nachdem sie in Nitrat überführt waren. Alle diese Präparate zeigten eine Aktivität, die etwa ein Tausendstel der Aktivität der β-Strahlen des Uranoxyds beträgt. Die Rubidiumsalze hatten die Platten stets stärker geschwärzt als die Kaliumsalze.

Campbell war, wie erwähnt, zu der Auffassung gekommen, daß Kalium und Rubidium eine individuelle Aktivität besitzen. Im Gegensatz hierzu vertritt E. Ebler[2]) die Ansicht, daß die Radioaktivität der Alkalimetalle auf einer spurenhaften Verunreinigung durch ein sechstes, hochatomiges Alkalimetall beruhe, welches noch elektropositiver sei, als das Cäsium. Gegen Eblers Ansicht spricht der Umstand, daß die zahlreichen untersuchten Kaliumpräparate verschiedenster Provenienz und verschiedenster Behandlung sich alle als radioaktiv erwiesen und zwar, soweit unsere Methode eine quantitative Abschätzung gestattet, im gleichen Betrage, während das untersuchte Cäsiumnitrat ohne jede Einwirkung auf die Platte war.

Ebler gibt weiterhin an, daß das stark elektropositive radioaktive Alkalimetall eine Emanation abgibt, deren Lebensdauer fast genau so groß ist wie die der Emanation des Radiums. Wie bereits Campbell gezeigt hat, geben Kalium- und Rubidiumlösungen keine Emanation ab, und auch uns gelang es nicht, eine Emanation von längerer Lebensdauer bei dem Kalium oder Rubidium nachzuweisen.

2. Reihe.

Salze von Magnesium, Calcium, Strontium, Barium, Zink, Kadmium und Quecksilber waren ohne Einwirkung auf die Platte, dagegen wirkten die untersuchten Beryllpräparate auf die Platte ein. Es wurden zwei Beryllpräparate untersucht, die von Merck und Droßbach bezogen waren. Die Aktivität der Präparate war verschieden groß; in dem stärkeren ließ sich mit Hilfe der Emanationsprüfung Radium nachweisen. Falls dem Beryll eine spezifische Aktivität zuzuschreiben wäre, müßte sie auf jeden Fall außerordentlich gering sein; das Präparat, in dem Radium nachgewiesen werden konnte, zeigte nämlich eine Einwirkung auf die Platte von ungefähr der Stärke des Kaliums, während die durch das zweite Präparat hervorgerufene Wirkung höchstens den zehnten Teil davon betrug.

3. Reihe.

Bor, Aluminium, Yttrium, Indium, Thallium zeigten keine Einwirkung auf die Platten. Skandium, Ytterbium und Gallium standen uns nicht zur Verfügung. Von Lanthan wurden 2 Präparate photographisch untersucht; eins zeigte etwa die Stärke des Kaliums, das andere höchstens $^1/_{10}$ der Stärke des Kaliums. In diesen Präparaten ließ sich Radium nicht nachweisen. Sie wurden in der folgenden Weise auf einen Gehalt an Thorium untersucht.

Durch die Lösung wurde ein Luftstrom von konstanter Geschwindigkeit in ein Elektroskop mit zentraler Elektrode geleitet. Die Geschwindigkeit des Luftstroms war durch Versuche mit einem Thoriumpräparat so reguliert, daß das Optimum der Wirkung in dem Elektroskop erreicht wurde. Nach diesem Verfahren ließ sich bei den Lanthan-Präparaten das Vorhandensein einer schnell zerfallenden Emanation zeigen. Die Emanation war jedoch in so geringer Menge vorhanden, daß der Nachweis ihrer Identität mit der des Thoriums sich nicht exakt erbringen ließ. Es ließ sich nur zeigen, daß die Zerfallsperiode der Emanation dieselbe Größenordnung besitzt, wie die Zerfallsperiode der Thorium-Emanation.

4. Reihe.

Kohlenstoff zeigte weder in der Form von amorpher Kohle noch in der von Graphit eine Einwirkung. Ebensowenig war beim Silizium, Titan, Zirkon und Zinn ein Effekt zu bemerken. Der Güte des Herrn Professor Brunck, Freiberg i. Sa., verdankten wir die Möglichkeit, Präparate von Germaniumoxyd und von metallischem Germanium zu untersuchen. Beide ließen keine Einwirkung auf die Platte erkennen. Vier Cer-Präparate verschiedener Herkunft zeigten sehr verschiedene Aktivität, deren Größe schätzungsweise von der hundertfachen Stärke des Kaliums bis zu einer Stärke von $^1/_{10}$ des Kaliums schwankte. In den stärkeren Präparaten konnte mit Sicherheit Thorium-Emanation nachgewiesen werden. Der Emanationsgehalt der schwachen Präparate war genähert ihrer Aktivität proportional. Hiernach liegt kein Grund vor, dem Cer eine individuelle Aktivität zuzuschreiben.

1) McLennan, Nature **78**, 29, 1908.
2) S. d. Bericht über einen von Ebler gehaltenen Vortrag. Zeitschr. für angew. Chem. **21**, 2060, 1908.

Zu Versuchen über die Radioaktivität des Bleies konnten wir ein etwa 100 Jahre altes Blei verwenden, das uns Herr Professor Gerland, Clausthal, gütigst übersandte. Ferner wurde uns von Herrn Dr. Fieber[1]), Wien, eine Probe Blei freundlichst übermittelt, welches aus einer alten römischen, in Pompeji durch Ausgrabungen bloßgelegten Wasserleitung stammte. Sämtliche aus diesen alten Bleisorten hergestellten Präparate wirkten auf die photographische Platte nicht ein. Diese Versuche bestätigen also die von Elster und Geitel vertretene Auffassung, daß das Blei keine eigene Aktivität besitzt.

5. Reihe.

Phosphor, Vanadin, Arsen, Wismut zeigten keine Radioaktivität.

Das Verhalten des Antimons wurde an nur einem Präparate von Antimonsäure geprüft, welches eine deutliche Einwirkung auf die Platte erkennen ließ. In diesem Präparate konnte weder Radium noch Thorium nachgewiesen werden, dagegen wies es einen geringen Gehalt an Kalium auf. Wenn auch die durch das Antimon hervorgerufene Schwärzung erheblich geringer war, als die durch Kaliumsalze bewirkte, so können wir einstweilen nicht mit Sicherheit sagen, ob diese Einwirkung ausschließlich auf den Gehalt an Kaliumsalzen zurückzuführen ist, oder worauf sie sonst beruht.

Zwei von Merck bezogene Präparate von Niobsäure ließen verschieden starke Einwirkungen auf die Platte erkennen. Die Schwärzung war in jedem Falle erheblich geringer, als die durch Kaliumsalze hervorgerufene und betrug bei dem schwächsten Präparate höchstens $^1/_{10}$ der durch Kaliumsalze bewirkten.

Zwei von Merck bezogene Präparate von Tantalsäure zeigten ein ähnliches Verhalten wie die Niobpräparate; bei einem von Kahlbaum bezogenen Präparat ließ sich eine Einwirkung auf die Platte nicht mit Sicherheit konstatieren.

Für das Vorhandensein von Thorium in diesen Präparaten ergab sich kein Anhalt. Die Prüfung auf Radium ergab kein bestimmtes Resultat, was in Anbetracht der Schwäche der Präparate, die uns zudem nur in geringer Menge zur Verfügung standen, erklärlich ist. Falls Niob eine individuelle Aktivität aufweisen sollte, so kann sie nach obigem höchstens $^1/_{10}$ der Aktivität des Kaliums betragen. Beim Tantal müßte sie noch erheblich geringer sein.

Von der Gruppe der seltenen Erden erwies sich je ein Präparat von Erbium und Neodym als schwach (höchstens $^1/_{10}$ des Kaliums) aktiv; es konnte jedoch in ihnen eine schnellzerfallende Emanation — wahrscheinlich die des Thoriums — nachgewiesen werden. Je ein Präparat von Gadolinium, Samarium und Praseodymoxyd wirkten auf die Platte nicht ein.

1) R. Fieber, Chem.-Ztg. 1908, S. 149.

6. Reihe.

Schwefel, Selen, Tellur wurden im elementaren Zustande untersucht und ergaben keine Einwirkung, ebenso erwiesen sich Präparate von Chrom, Molybdän und Wolfram als inaktiv.

7. Reihe.

Fluor, welches in Form seines Calciumsalzes untersucht wurde, war ohne Einwirkung auf die Platte. Das gleiche gilt von den anderen in Form ihrer Natriumsalze untersuchten Halogenen, die übrigens ja in Form ihrer Silbersalze den wesentlichen Bestandteil der lichtempfindlichen Schicht der photographischen Platte bilden. Manganpräparate erwiesen sich als inaktiv.

8. Reihe.

Eisen, Nickel, Kobalt gaben keine Einwirkung auf die Platte. Von den Platinmetallen haben wir Platin, Palladium, Iridium und Rhodium untersucht. Metallproben der beiden letzteren Elemente verdanken wir der Firma W. C. Heraeus. Von diesen zeigte kein Metall eine Einwirkung auf die Platte. Bei Versuchen, bei denen wir Osmium und Ruthenium in Pulverform verwandten, ergab sich ein offenbar nicht auf Strahlenwirkung, sondern chemischem Einfluß, beruhender Angriff der Platten. Die beiden letzten Metalle standen uns weder in metallisch kompakter Form noch als Bestandteile einer geeigneten chemischen Verbindung zur Verfügung.

Dem Verbande für die wissenschaftliche Erforschung der deutschen Kalisalzlagerstätten sind wir für die Überlassung von Mitteln zur Ausführung unserer Versuche zu Dank verpflichtet.

Göttingen, Institut für physikalische Chemie, 29. Juli 1909.

(Eingegangen 29. Juli 1909.)

Über Röntgenstrahlen und die atomistische Konstitution der Strahlung.

Von J. Stark.

§ 1. Fluoreszenz im Spektrum der Röntgenstrahlen.

Immer mehr gewinnt die Ansicht an Boden, daß die Röntgenstrahlen nicht im Prinzip, sondern nur in der Länge der Welle verschieden sind von den Lichtstrahlen im Gebiete

$\lambda = 1 \cdot 10^{-8} - 1 \cdot 10^{-5}$ cm. Auf Grund dieser prinzipiellen Gleichheit erheben sich folgende Fragen. Besitzen materielle Körper im Spektrum der Röntgenstrahlen ($\lambda = 1 \cdot 10^{-7} - 1 \cdot 10^{-9}$ cm) Eigenfrequenzen in Emission und Absorption? Zeigen diese Eigenfrequenzen das Verhalten der Frequenzen eines Banden- oder Linienspektrums?

Die Antwort auf die vorstehenden Fragen kann nur durch die Erfahrung gegeben werden. Verschiedene Experimentatoren[1]) haben Fälle von selektiver Absorption von Röntgenstrahlen aufgefunden; Barkla[2]) hat entdeckt, daß in vielen Fällen die selektive Absorption von Röntgenstrahlen mit der Emission einer intensiven sekundären Röntgenstrahlung durch den absorbierenden Körper verknüpft ist, welche er zum Unterschied von der „zerstreuten" Röntgenstrahlung „homogen" genannt hat. Ich möchte zunächst darauf hinweisen, daß Barklas homogene Röntgenstrahlung in ihrer Entstehung und ihren Eigenschaften ganz analog ist der Fluoreszenz im Bandenspektrum eines Körpers oberhalb $\lambda = 1 \cdot 10^{-5}$ cm. Dies ist aus der nachstehenden Tabelle unmittelbar zu ersehen.

Es ist vielleicht nicht ganz ohne Interesse, auf das vorstehende Resultat der Erfahrung die Theorie[1]) anzuwenden, welche ich über das Bandenspektrum derjenigen abtrennbaren Elektronen (Valenzelektronen) skizziert habe, welche an der Oberfläche der chemischen Atome liegen und im Zusammenwirken mit ausgedehnten positiven Sphären die chemische Valenz bedingen. Ist V die Arbeit bei der Abtrennung eines Elektrons, so ist nach jener Theorie die kleinste Wellenlänge, welche bei der Wiederanlagerung emittiert werden kann, $\lambda \geq \frac{h \cdot c}{V}$, wo $h = 6{,}55 \cdot 10^{-27}$ erg . sec, $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm · sec^{-1} ist. Für die an der Atomoberfläche liegenden abtrennbaren Elektronen (Valenzelektronen) ist die Abtrennungsarbeit $V <$ Elementarquantum $\times$ 100 Volt $= \frac{4{,}69}{3} \cdot 10^{-10} = 1{,}56 \cdot 10^{-10}$ erg, also $\lambda > 1 \cdot 10^{-6}$ cm. Da die Wellenlänge der oben charakterisierten Eigenfrequenzen im Spektrum der Röntgenstrahlen von der Ordnung 10^{-8} cm ist, so berechnet sich für die Abtrennungsarbeit ihrer Elektronen ($e = 4{,}69 \cdot 10^{-10}$ cm$^{3/2}$ g$^{1/2}$ sec^{-1})

Lichtstrahlung $\lambda = 1 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-5}$ cm	Röntgenstrahlung $\lambda = 1 \cdot 10^{-7} - 1 \cdot 10^{-9}$ cm
1. Selektive Absorption in kurzwelligen[3]) Banden bewirkt Fluoreszenz in diesen Banden und in den zugeordneten langwelligen Banden.	1. Selektive Absorption bewirkt selektive Emission intensiver homogener Röntgenstrahlen.
2. Das Fluoreszenzlicht ist in dem emittierenden Körper weniger absorbierbar als das intensive Fluoreszenz erregende Licht.	2. Die selektive Röntgenstrahlung ist in dem sie emittierenden Körper weniger absorbierbar als die erregende primäre Strahlung.
3. Das Maximum der Fluoreszenzintensität liegt bei größeren Wellenlängen als das Maximum der Absorption[4]).	3. Die selektive Röntgenstrahlung, geprüft an Körpern von kleinem Atomgewicht, ist stärker absorbierbar, hat also größere Wellenlänge als die primäre Strahlung.
4. Das Fluoreszenzlicht nichtkristallisierter Körper ist unpolarisiert, auch wenn das erregende Licht polarisiert ist.	4. Die selektive Röntgenstrahlung ist unpolarisiert, auch wenn die erregende primäre Strahlung polarisiert ist.
5. Das Fluoreszenzlicht wird nach allen Richtungen gleichmäßig emittiert, nicht so das zerstreute Licht.	5. Die selektive Röntgenstrahlung wird nach allen Richtungen gleichmäßig emittiert, nicht so die zerstreute Strahlung.
6. Die Absorption in einem Bandenspektrum, welche Fluoreszenz bewirkt, ist begleitet von Ionisierung (lichtelektrischer Effekt) des absorbierenden Körpers[5]).	6. Die selektive Röntgenstrahlung ist proportional der Ionisierung des absorbierenden Körpers durch die primäre Strahlung[6]).

Auf Grund der vorstehenden Erfahrungen dürfen wir es als ziemlich sicher erwiesen halten, daß die chemischen Elemente im Spektrum der Röntgenstrahlen Eigenfrequenzen besitzen, in denen die Absorption primärer Röntgenstrahlen die Emission negativer Elektronen (Kathodenstrahlen) und die Emission einer intensiven selektiven sekundären Röntgenstrahlung kleinerer Frequenz zur Folge hat.

1) J. M. Adams, Phil. Mag. 13, 576, 1907; H. Haga, Ann. d. Phys. 23, 445, 1907; Ch. G. Barkla, Jahrb. d. Rad. u. El. 5, 246, 1908; G. W. C. Kaye, Proc. Cambr. Soc. 14, 236, 1908.
2) Ch. G. Barkla, Jahrb. d. Rad. u. El. 5, 246, 1908.
3) J. Stark, diese Zeitschr. 9, 92, 1908; J. Stark u. W. Steubing, diese Zeitschr. 9, 481, 1908.
4) E. L. Nichols, Jahrb. d. Rad. u. El. 2, 149, 1905.
5) J. Stark, diese Zeitschr. 8, 81, 1907; 9, 92, 1908; J. Stark u. W. Steubing, diese Zeitschr. 9, 481, 1908.
6) Ch. G. Barkla, Jahrb. d. Rad. u. El. 5, 300, 1908.

der Wert 4000 Volt. Wir müssen darum folgern, daß die chemischen Atome außer den abtrennbaren negativen Elektronen an ihrer Oberfläche (Valenzelektronen) noch weitere abtrennbare negative Elektronen enthalten; diese dürften in ihrem Innern[2]) sitzen und erfordern deshalb, weil sie rings von positiven Sphären umgeben sind, eine größere Abtrennungsarbeit als die Valenzelektronen. Da jene im Innern der Atome sitzenden abtrennbaren Elektronen sich nicht am Zusammenbau verschiedener Atome zu Molekülen beteiligen, so werden ihre Frequenzen durch chemische Verbindung der Atome nicht geändert, während die Bandenspektra der an der Atomoberfläche liegenden Valenz-

1) J. Stark, diese Zeitschr. 9, 85, 1907.
2) Vgl. J. Stark, diese Zeitschr. 8, 881, 1907; Jahrb. d. Rad. u. El. 5, 153, 1908.

elektronen durch chemische Verbindung verschoben werden.

In dem vorstehenden Abschnitt wird die Existenz von Eigenfrequenzen im Röntgenstrahlenspektrum festgestellt, welche sich verhalten wie Frequenzen des Bandenspektrums. Ob in diesem spektralen Gebiete auch Frequenzen von der Art des Linienspektrums vorkommen, bleibt eine offene Frage.

§ 2. Emission von Röntgenstrahlen durch den Stoß von Kathodenstrahlen.

Die Erfahrung lehrt, daß der Zusammenstoß schneller Kathodenstrahlen mit chemischen Atomen die Emission von Röntgenstrahlen zur Folge hat. Diese Erfahrung wird in der Regel durch die Hypothese erklärt, daß das einzelne Kathodenstrahl-Elektron bei seinem Zusammenstoß mit einem Atom eine Beschleunigung erfährt und dabei einen Teil seiner kinetischen Energie in Form von oszillatorischer elektromagnetischer Energie ausstrahlt. Die Beschleunigungsdauer wird hierbei in der Regel nicht in Zusammenhang gebracht mit einer spezifischen Eigenschaft des Atoms. Erst in neuerer Zeit hat C. H. Wind[1]) die speziellere Hypothese aufgestellt, daß die Beschleunigungsdauer gegeben werde durch die Zeit, welche ein Kathodenstrahl von gegebener Geschwindigkeit brauche, um ein Atom von gegebenem Durchmesser zu durchlaufen.

Es ist zweifellos richtig, daß direkt durch die Beschleunigung des primären Kathodenstrahles beim Zusammenstoß mit einem chemischen Atom Röntgenstrahlung emittiert werden kann, und zwar muß diese Röntgenstrahlung in bezug auf die Ebene durch die Richtung des primären Kathodenstrahls und die Richtung der Fortpflanzung der Röntgenstrahlung polarisiert sein. Aber die obige Vorstellung über die Entstehung der Röntgenstrahlen ist ebenso zweifellos zu eng. Nachdem die selektive Absorption der Röntgenstrahlen durch chemische Elemente festgestellt ist, haben wir noch eine weitere Möglichkeit ihrer Entstehung anzunehmen.

Wir beobachten, daß in dem spektralen Gebiet $\lambda = 1 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-5}$ cm der Stoß von Kathodenstrahlen auf chemische Atome die Emission von Strahlung sowohl in einer Frequenz des Linien- als des Bandenspektrums zur Folge haben kann. Hierbei übernimmt das negative Elektron, welches das Zentrum der Linien- oder der Bandenfrequenz ist, im Stoße von dem Kathodenstrahl Energie und gibt sie darauf in Form von Strahlung in einer ihm eigentümlichen Frequenz wieder ab, so z. B. bei der Wiederanlagerung an seine Bindungsstelle, wenn es durch den Stoß von ihr fortgedrängt oder abgetrennt war. Dieser Vorgang der Emission von Energie in Eigenfrequenzen eines Elementes infolge des Stoßes von Kathodenstrahlen muß auch im Gebiete der Röntgenstrahlen statthaben. Wir haben also die Möglichkeit zuzulassen, daß von der Antikathode einer Röntgenröhre Röntgenstrahlen ausgehen, welche nicht direkt bei der Beschleunigung der primären Kathodenstrahlen erzeugt sind, sondern von Elektronen aus dem Innern der chemischen Atome der Antikathode kommen; der aus der Antikathode austretende Teil ihrer „Eigenstrahlung" ist, wie zu erwarten ist und Kaye[1]) festgestellt hat, für das Material der Antikathode wenig absorbierbar. Ferner ist zu erwarten, daß die Eigenstrahlung einer Antikathode nicht polarisiert ist; in der Tat hat Barkla[2]) gefunden, daß die Polarisation der primären Röntgenstrahlen um so schwächer ist, je mehr sie den Charakter der „homogenen" Strahlen des Metalles der Antikathode haben, und die Tatsache[3]), daß Kohle als Antikathode ausgeprägte Polarisation der primären Röntgenstrahlen liefert, ist dahin zu deuten, daß Kohle in dem beobachteten Gebiete keine oder nur schwache Eigenstrahlung besitzt.

§ 3. Freie Zeitlänge der Röntgenstrahlung.

Durch die Feststellung der selektiven Emission und Absorption der chemischen Atome im Gebiete der Röntgenstrahlen hat die Ansicht eine neue Stütze erhalten, daß die Röntgenstrahlung oszillatorische elektromagnetische Energie ist, welche sich im leeren Raum mit der Geschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm $\cdot$ sec^{-1} fortpflanzt. Direkt oder indirekt auf dem Umweg über Elektronen chemischer Atome stammt die Energie der Röntgenstrahlung von der kinetischen Energie der primären Kathodenstrahlen. Nun besitzen diese eine atomistische Konstitution; die Zahl der Teilchen in der Volumeneinheit des Kathodenstrahlenbündels ist klein, verglichen mit der spez. Zahl der Atome in der Antikathode, ihre Beschleunigung vor der Kathode beginnt unabhängig voneinander zu verschiedenen Zeiten und an verschiedenen Orten. Darum erfolgen die Zusammenstöße der Kathodenstrahlen mit Atomen der Antikathode unabhängig voneinander und zeitlich ungeordnet.

Nun wollen wir annehmen, daß die Emission der Röntgenstrahlen dem Lichtquantengesetz folgt, daß also, wenn infolge der Beschleunigung eines Elektrons in der Frequenz n Energie ausgestrahlt wird, diese mindestens den Betrag

1) C. H. Wind, Proc. Amsterdam Ak. 1907, S. 714.

1) G. W. C. Kaye, Proc. Roy. Soc. 81, 337, 1908.
2) Ch. G. Barkla, Jahrb. d. Rad. u. El. 5, 271, 1908.
3) J. Herweg, Ann. d. Phys. 29, 398, 1909.



$6{,}55 \cdot 10^{-27}\, n$ erg hat. Durch diese Annahme wird die Zahl derjenigen Zusammenstöße beschränkt, welche Beschleunigungen von Elektronen direkt oder indirekt bewirken, die mit Ausstrahlung verknüpft sind und deren Dauer von der Ordnung der Periode der Röntgenstrahlen ($T = 3{,}3 \cdot 10^{-19}$ sec) ist. Da es sich im folgenden lediglich um die Größenordnung handelt, sei die nachstehende Rechnung für die mittlere Periode $T = 3 \cdot 10^{-19}$ sec oder die mittlere Wellenlänge $\lambda = 1 \cdot 10^{-8}$ cm durchgeführt.

Eine Röntgenröhre werde mit dem konstanten Strom einer Influenzmaschine betrieben, die Stromstärke der in die Antikathode eintretenden Kathodenstrahlen sei $3 \cdot 10^{-4}$ Ampere; die mittlere Zeitlänge zwischen zwei aufeinanderfolgenden Eintritten zweier Kathodenstrahlteilchen ist dann $5{,}2 \cdot 10^{-16}$ sec, die Gesamtzahl der eintretenden Teilchen $N_k = 1{,}9 \cdot 10^{15}$ sec^{-1}; bei 30000 Volt Kathodenfall führt jedes das Quantum $4{,}69 \cdot 10^{-8}$ erg kinetischer Energie mit sich. Das Quantum Lichtenergie von der Wellenlänge $1 \cdot 10^{-8}$ cm beträgt $2 \cdot 10^{-8}$ erg. Im günstigsten Fall könnten darum pro Kathodenstrahlteilchen nur zwei Zusammenstöße vorkommen, welche direkt oder indirekt die Emission eines Röntgenstrahlquantums von der Frequenz $3 \cdot 10^{18}$ sec^{-1} haben; die Zahl der Röntgenstrahlquanten, welche in der Zeiteinheit emittiert werden, kann deshalb im günstigsten Fall nur $2 \cdot 1{,}9 \cdot 10^{15}$ sec^{-1} sein. Die mittlere freie Zeitlänge t_m der Röntgenstrahlen ist darum in Wirklichkeit beträchtlich größer als $3 \cdot 10^{-16}$ sec. Nach den Beobachtungen von W. Wien[1]), Angerer[2]) und E. Carter[3]) über die Energie der Röntgenstrahlung im Verhältnis zur Energie der erzeugenden Kathodenstrahlung dürfen wir setzen $t_m > 3 \cdot 10^{-14}$ sec.

Der Vergleich der Periode $T = 3 \cdot 10^{-19}$ sec eines Röntgenstrahlquantums mit der mittleren freien Zeitlänge $t_m > 3 \cdot 10^{-14}$ sec ergibt, daß in dem angenommenen Falle die Wahrscheinlichkeit der Übereinanderlagerung der Emissionszeiten zweier oder mehrerer Röntgenstrahlquanten sehr klein ist. Eine stärkere Kathodenstrahlung als in dem angenommenen Falle dürfte nur in wenigen Röntgenröhren vorkommen. Wir gelangen demnach auf Grund der Lichtquantenhypothese zu der nachstehenden wichtigen Folgerung. Die mittlere freie Zeitlänge der Röntgenstrahlung ist sehr groß verglichen mit der Periode eines Röntgenstrahlquantums; die Emission von Röntgenstrahlquanten erfolgt in ungeordneter zeitlicher Schwankung; der Fall der zeitlichen Koinzidenz der Emission mehrerer Röntgenstrahlquanten ist sehr selten verglichen mit dem Fall der Emission eines einzelnen Quantums.

Nach den hier vertretenen Ansichten ist die Strahlung eines Körpers im Gebiete $\lambda = 1 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^{-5}$ cm prinzipiell insofern dasselbe, wie die Röntgenstrahlung einer Antikathode im Gebiete $\lambda = 1 \cdot 10^{-7} - 1 \cdot 10^{-9}$ cm, als in beiden Fällen die elektrische und magnetische Feldstärke mit der Geschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm $\cdot$ sec^{-1} im Vakuum durch dieselben Differentialgleichungen verknüpft sind. Hinsichtlich der zeitlichen Schwankung der Strahlung ist indes zwischen den zwei Fällen von Strahlung folgender wichtige Unterschied vorhanden. Bei den Strahlungsintensitäten, die wir im Gebiete $\lambda = 1 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^{-5}$ cm gemäß der Empfindlichkeit unserer Instrumente praktisch beobachten können, erfolgt die Emission von Lichtquanten in den meisten Fällen gleichzeitig von vielen beschleunigten Elektronen aus und die Abstände der Emissionszentren sind kleiner als die Wellenlängen. Es resultiert darum eine raumzeitliche Superposition sehr vieler Strahlungsquanten. Die Emission und raumzeitliche Ausbreitung der einzelnen Strahlungsquanten erfolgt nicht unabhängig voneinander, sondern ordnet sich zu einem Komplex von gewissen geordneten Eigenschaften. Bei der praktisch realisierbaren Röntgenstrahlung im Gebiete $\lambda = 1 \cdot 10^{-7} - 1 \cdot 10^{-9}$ cm treten dagegen in zeitlich ungeordneter Schwankung einzelne Strahlungsquanten in Funktion; die Bildung von geordneten Strahlungskomplexen aus vielen einzelnen Quanten ist äußerst selten. Die große Energiemenge, welche das einzelne Röntgenquantum gemäß seiner großen Frequenz mit sich führt, macht es möglich, mit unseren Methoden bereits wenige Röntgenquanten in der Summe ihrer Wirkungen experimentell zu fassen, während das experimentelle Operieren mit einzelnen Lichtquanten im Gebiete $\lambda = 1 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^{-5}$ cm vorderhand wegen der Kleinheit ihrer Energiemenge unmöglich ist.

§ 4. Volumen eines Strahlungsquantums.

Die Lichtquantenhypothese wurde von mir in früheren Abhandlungen lediglich auf den Energieumsatz an den negativen Elektronen angewendet; wo ich sie an der Erfahrung prüfte, fand ich sie in Übereinstimmung mit ihr und konnte sie als wirksames heuristisches Hilfsmittel anwenden. Für diese Zwecke brauchte ich „nicht eine diskontinuierliche Struktur der im Äther mit Lichtgeschwindigkeit strömenden Strahlungsenergie zu postulieren", sondern ich konnte mich darauf beschränken[1]), „in dem Vorgang, welchen das

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **18**, 991, 1905.
2) E. Angerer, Ann. d. Phys. **21**, 87, 1906.
3) E. Carter, Ann. d. Phys **21**, 955, 1906.

1) Wenn ich hier weiter gehe und für die elektromagnetische Strahlungsenergie diskontinuierliche Struktur folgere,



Elementargesetz regelt, eine spezifische Wirkungsweise der elektromagnetischen Resonatoren zu sehen.“ A. Einstein[1]) ist in der theoretischen Deutung der Lichtquantenhypothese noch weiter als ich gegangen und hat auf Grund einer an das Plancksche Verteilungsgesetz anschließenden Diskussion die Ansicht geäußert, daß die von den Resonatoren losgelöste elektromagnetische Strahlung selbst atomistisch konstituiert sei, „aus voneinander unabhängig beweglichen, punktförmigen Quanten“ bestehe. Auf Grund der Anwendung der Lichtquantenhypothese auf die Erfahrungen über die Röntgenstrahlen komme ich auf einem anderen Wege als Einstein, der vielleicht übersichtlicher und kürzer ist, zu derselben Folgerung wie Einstein. Ich finde im folgenden, daß die Konsequenz der atomistischen Konstitution der Strahlung dann unabweisbar ist, wenn der Umsatz der Energie an den einzelnen Resonatoren (Elektronen) dem Lichtquantengesetz folgt.

Die Erfahrung lehrt, daß durch Absorption von Röntgenstrahlen negativen Elektronen eines Körpers eine Geschwindigkeit erteilt werden kann, welche von der Ordnung der Geschwindigkeit der primären Kathodenstrahlen ist, welche die Röntgenstrahlen erzeugen; das Quantum der Energie des einzelnen sekundären Kathodenstrahls ist also von der Ordnung des erzeugenden Röntgenstrahlquantums hn. Da die Emission der Röntgenstrahlquanten einzeln unabhängig voneinander in Zeiträumen erfolgt, welche sehr groß sind verglichen mit der Periode des einzelnen Quantums und der Emissionsdauer des absorbierenden Elektrons, und da dieses, wenn es in der Frequenz n überhaupt Energie aufnimmt, mindestens den Betrag hn an sich zieht, so muß die Emission eines negativen Elektrons durch Absorption von Röntgenstrahlung immer den größten Teil eines einzelnen Röntgenquantums konsumieren; sie kann nicht resultieren aus der räumlichen oder zeitlichen Addition von Bruchteilen vieler einzelner Röntgenquanten. Nun beobachten wir die Emission sekundärer Kathodenstrahlen selbst in Abständen von der Antikathode einer Röntgenröhre, welche größer sind als 10^2 cm, also mehr denn 10^{10}mal größer als die Wellenlänge des Röntgenquantums. Da die Energie des Röntgenquantums in das elektromagnetische Feld des absorbierenden Elektrons während einer Zeit einströmt, welche von der Ordnung der Periode T des Röntgenquantums ist, so muß die lineare Dimension des Volumens, welches mit der oszillatorischen Energie des Röntgenquantums erfüllt ist, von der Ordnung cT, also von der Ordnung der Wellenlänge λ sein; sie kann nicht, wie gewöhnlich angenommen wird, das Volumen $4\pi r^2 \lambda$ erfüllen, wo r der Abstand zwischen dem Ort der Emission und dem Ort der Absorption ist.

Es liegt auf der Hand, daß die vorstehende Folgerung allgemein von dem einzelnen Quantum hn elektromagnetischer Strahlung gilt. Aus der Annahme also, daß der Energieumsatz an den einzelnen Resonatoren dem Lichtquantengesetz folgt, läßt sich auf Grund von Resultaten der Erfahrung schließen, daß das einzelne Energiequantum elektromagnetischer Strahlung von der Frequenz n, wenn es mit der Geschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm $\cdot$ sec^{-1} im Vakuum sich bewegt, auf ein Volumen konzentriert bleibt, dessen lineare Ausdehnung von der Ordnung $\frac{c}{n}$, also von derjenigen der „Wellenlänge $\lambda = \frac{c}{n}$“ ist. Anhäufung oszillatorischer elektromagnetischer Energie von der Frequenz n in einem Volumen größer als λ^3 heißt räumliche Zusammenlagerung einzelner Strahlungsquanten von der Größe hn; oszillatorische elektromagnetische Energie von der Frequenz n kann experimentell nur bis zu dem Betrag des Elementarquantums hn unterteilt werden.

Das Verhältnis der Wellenlänge eines Strahlungsquantums zum mittleren Abstand der Moleküle in einen materiellen Körper ist wichtig für den Vorgang der Fortpflanzung des Quantums. Nehmen wir als Größenordnung für den mittleren Abstand der Moleküle in einem materiellen Körper den Wert 10^{-7} cm, so umfaßt das Volumen eines Strahlungsquantums bis zur Wellenlänge 10^{-6} cm eine Molekülzahl von der Ordnung 10^3. Ungefähr bis zur Wellenlänge 10^{-6} cm können darum materielle Körper gegenüber einem einzelnen Strahlungsquantum als kontinuierliche Medien wirken, ihm eine für sie charakteristische Fortpflanzungsgeschwindigkeit aufzwingen, an einer Grenzfläche gesetzmäßig die Richtung der Fortpflanzung (Reflexion, Brechung, Beugung) ändern. Unterhalb der Wellenlängen 10^{-6} cm, also im Gebiete der Röntgenstrahlen, vermögen dagegen die materiellen Körper gegenüber dem einzelnen Strahlungsquantum keine Kontinuums-Eigenschaften mehr zu entwickeln; hier wird das einzelne Quantum durch einzelne Elektronen unregelmäßig aus seiner Bewegungsrichtung abgelenkt; die Erscheinung der regelmäßigen

---

so gebe ich damit die Ansicht nicht auf, daß in dem Vorgang, welchen das Elementargesetz regelt, eine spezifische Konstitution der negativen Elektronen sich betätigt. Der Grund, warum die von einem Elektron ausgestrahlte Energie im Minimum den Betrag hn hat und auf ein endliches Volumen konzentriert bleibt, ist eben gerade, wie ich vermute, in der spezifischen Konstitution des Elektrons, d. h. in der raumzeitlichen Anordnung der elektromagnetischen Energie an dem negativen Elektron zu suchen.

1) A. Einstein, diese Zeitschr. 10, 185, 1909.

Reflexion, Brechung und Beugung wäre hier nur für dichte Strahlungskomplexe zu erwarten; diese lassen sich aber unterhalb $\lambda = 10^{-6}$ cm kaum realisieren.

§ 5. Vergleich der Lichtquanten- und Ätherwellenhypothese.

Die Hypothese von der atomistischen Konstitution der elektromagnetischen Strahlungsenergie erscheint zunächst so fremdartig, scheint so sehr der altbewährten Undulationstheorie des Lichtes zu widersprechen, daß man geneigt sein kann, sie von vornherein ohne nähere Prüfung abzulehnen. Auch der schärfer Urteilende wird sie wegen ihrer weittragenden theoretischen Bedeutung mit großer Zurückhaltung aufnehmen.

Solange wir uns jedoch des hypothetischen Charakters der Lichtquantenhypothese bewußt bleiben und bei der Verfolgung ihrer Konsequenzen den hypothetischen Ausgangspunkt nicht vergessen, kann sie keinen Schaden und keine Verwirrung verursachen. Ihre große theoretische Bedeutung und ihr in vielen Fällen bereits bewährtes systematisches und heuristisches Vermögen zwingt uns andererseits, ihr weiter nachzugehen; hierbei dürfte es allerdings geraten sein, den Kampf zwischen der Lichtquantenhypothese und den ihr widersprechenden alten Anschauungen möglichst früh aus der Sphäre der Spekulation und der theoretischen Diskussion auf den Boden des Experiments hinüberzuspielen.

Die Strahlung, welche ein Körper im Gebiete $\lambda = 1 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^{-5}$ cm aussendet, zeigt das Verhalten von Wellenflächen elektromagnetischer Energie, welche nach allen Seiten rings um den strahlenden Körper sich ausbreiten; aus der Deformation dieser Wellenflächen an der Grenze zweier Medien von verschiedener Fortpflanzungsgeschwindigkeit resultieren die Erscheinungen der Reflexion, Brechung und Beugung, aus der Spaltung und Wiedervereinigung eines Strahlenbündels der Wellenflächen die Erscheinungen der Interferenz. Diese Erfahrung des Auftretens von Wellenflächen, welche für die Mittel unserer Beobachtung gleichmäßig in einen Raumwinkel divergieren, haben wir in Zusammenhang zu bringen mit unserer Erfahrung von der atomistischen Struktur der materiellen Körper. Gemäß dieser Erfahrung haben wir in den der Beobachtung zugänglichen Fällen im Gebiete $\lambda = 1 \cdot 10^{-3} - 1 \cdot 10^{-5}$ cm anzunehmen, daß in dem emittierenden Körper gleichzeitig sehr viele Elektronen Strahlung emittieren und sich dabei in Abständen befinden, welche klein sind verglichen mit der Wellenlänge, und daß aus der raumzeitlichen Superposition der von den einzelnen Zentren ausgehenden Strahlungen ein Strahlungskomplex mit ausgedehnten Wellenflächen resultiert, dessen Ordnungseigenschaften vor allem in den Interferenzerscheinungen zum Ausdruck kommt.

Soweit die Erfahrung. Über die Strahlung der einzelnen Elektronen selbst kann man nun zwei Hypothesen machen. Erstens kann man annehmen (Lichtquantenhypothese), daß die von einem einzelnen Elektron ausgehende Gesamtstrahlung einer Frequenz n mindestens den Wert hn hat, auf ein Volumen von der Ordnung $\left(\frac{c}{n}\right)^3$ konzentriert bleibt und sich nur in einer ausgezeichneten Richtung fortbewegt. Indem der materielle Körper gleichzeitig sehr viele solche Lichtquanten nach divergierenden Richtungen emittiert, treten sie in Wechselwirkung und ordnen sich so an, daß ihre raumzeitliche Aneinanderreihung ausgedehnte Wellenflächen liefert, welche sich nach allen Richtungen im Raum ausbreiten und welche die Erscheinungen der Reflexion, Brechung, Beugung und Interferenz liefern.

Zweitens kann man in der bisher üblichen Weise von den geometrischen Eigenschaften des Strahlungskomplexes einer großen Anzahl von Emissionszentren auf die Konstitution der Strahlung eines einzelnen Zentrums extrapolieren und von der Hypothese (ich nenne sie „Ätherwellenhypothese") ausgehen, daß die Strahlung auch von den einzelnen Elektronen nach allen Richtungen im Raume sich fortpflanzt, und kann damit, wie es üblich ist, die Hypothese kombinieren, daß ein kontinuierliches Medium (Äther), welches das Elektron umgibt, der Träger des oszillatorischen elektromagnetischen Strahlungszustandes ist. Aus der raumzeitlichen Superposition dieser Elementarwellen lassen sich wieder die der Beobachtung zugänglichen Wellenflächen des Strahlungskomplexes gewinnen.

Wie man sieht, leistet zur Erklärung der Wellenflächen, welche von einem Aggregat sehr zahlreicher gleichzeitig emittierender Emissionszentren ausgehen und mit denen wir unsere Beobachtungen von Durchschnittswerten darstellen, die Ätherwellenhypothese nicht mehr als die Lichtquantenhypothese. Man darf sich natürlich nicht dem Irrtum hingeben, daß die Ätherwellenhypothese deshalb wahrscheinlicher sei, weil sie eine direkte Extrapolation aus einer wohlbegründeten Erfahrung ist. Sie kann ebenso falsch sein wie folgende Extrapolation: die mit einem Elektrometer nachweisbaren Elektrizitätsmengen können beliebig geteilt werden, also kann eine Elektrizitätsmenge einen beliebig kleinen Betrag annehmen.

Der Unterschied zwischen den Behauptungen und Konsequenzen der zwei Hypothesen tritt erst bei dem Energieumsatz an einzelnen Elektronen und bei sehr dünner elektromagnetischer Strahlung zutage. Nach der Ätherhypothese nimmt die Dichte der Strahlungsenergie in einer sich ausbreitenden Wellenfläche umge-

kehrt proportional dem Quadrat des Abstandes vom Divergenzzentrum bis zu beliebig kleinen Werten ab. Nach der Quantenhypothese gilt diese Beziehung für eine Frequenz nur so lange, als das Verhältnis des Volumens zwischen zwei aufeinanderfolgenden Wellenflächen gleicher Phase zur Gesamtzahl der in ihm enthaltenen Lichtquanten klein ist verglichen mit $\left(\frac{c}{n}\right)^3$; wird es größer als $\left(\frac{c}{n}\right)^3$, so löst sich die elektromagnetische Energie der Wellenfläche auf in einzelne getrennt und unabhängig voneinander sich fortpflanzende Quanten von konstantem Volumen.

Nach der Ätherwellenhypothese gehen auch von den zeitlich vereinzelt strahlenden Emissionszentren in der Antikathode einer Röntgenröhre Wellenflächen nach allen Richtungen im Raume aus. Nach der Quantenhypothese emittiert indes die Antikathode einer Röntgenröhre keine Wellenflächen[1]), sondern nur einzelne Quanten von konstantem Volumen nach einzelnen Richtungen. Beobachtet man darum gleichzeitig die Emission von Röntgenstrahlen in zwei voneinander verschiedenen Richtungen und hat man die Versuchsanordnung so gewählt, daß die beobachtenden Instrumente der zwei Richtungen den zeitlichen Schwankungen der Strahlung zu folgen vermögen, so müssen nach der Ätherhypothese die zeitlichen Schwankungen der Röntgenstrahlen in den zwei Richtungen synchron verlaufen, nach der Quantenhypothese dagegen müssen sie unabhängig voneinander sein. Die große Energiemenge, welche ein einzelnes Röntgenquantum mit sich führt, dürfte es ermöglichen, das Prinzip der vorstehenden Methode in der einen oder anderen Form zu realisieren und eine experimentelle Entscheidung zwischen der Ätherwellen- und der Quantenhypothese zu treffen.

Nach der Ätherwellenhypothese kann die von einem Elektron ausgestrahlte oder absorbierte Energiemenge und somit die Amplitude der Beschleunigung eines Elektrons beliebig klein sein. Nach der Quantenhypothese muß die ausgestrahlte oder absorbierte Energiemenge in einer Frequenz n mindestens gleich hn sein.

1) Über die Beugung der Röntgenstrahlen sei hier folgendes bemerkt. Nach den oben entwickelten Anschauungen kann ein Röntgenquantum durch die Elektronen einer scharfen Körperkante wohl eine Ablenkung (sekundäre Röntgenstrahlung) erfahren. Läßt man indes die Röntgenquanten durch einen langen Kanal mit absorbierenden Wänden laufen, so gelangen durch diesen nur die Quanten, welche parallel den Wänden laufen, und treten aus ihm ohne Ablenkung aus. Hinter einem solchen Kanal zeichnen also die Röntgenstrahlen scharfe Bilder ohne die geringste Verbreiterung infolge einer Beugung, wie sie nach der Ätherwellenhypothese zu erwarten wäre. In der Tat konnten B. Walter und R. Pohl (Ann. d. Phys. **29**, 331, 1909) hinter einer engen 1 mm langen Schlucht in Platin keine Beugung der Röntgenstrahlen konstatieren.

Diese Folgerung wird in der Tat bestätigt durch Beobachtungen über den lichtelektrischen Effekt[1]), über die von Röntgenstrahlen erzeugten sekundären Kathodenstrahlen[2]), über die Zerstäubung durch Licht[3]), über die Lage der Bandenspektren[4]), über die Emission bewegter Intensität durch Kanalstrahlen[5]).

Schwierigkeiten scheint der Lichtquantenhypothese die Erfahrung zu machen, daß die elektromagnetische Strahlungsenergie einer Frequenz in Strahlungsenergie anderer Frequenzen sich transformieren kann. Die Erklärung dieser Tatsache wird auf Grund einer wichtigen Konsequenz der Lichtquantenhypothese möglich. Es können nämlich die oszillatorischen elektromagnetischen Energiequanten, wenn die von ihrem elektromagnetischen Feld erfüllten Volumina in das elektromagnetische Feld eines Elektrons übergreifen, dann ponderomotorische Wirkungen auf das Elektron ausüben, wenn ihre Frequenzen und diejenige des Elektrons angenähert gleich sind. Wenn hierbei an dem Lichtquantum hn_1 die Arbeit $\pm V$ geleistet wird, so transformiert es sich in das Lichtquantum $hn_2 = hn_1 \pm V$. Durch „Zusammenstoß“ mit einem Elektron kann sich also die Frequenz eines Wirkungselementes h kontinuierlich ändern. Das Wirkungselement ist analog dem Massenteilchen, die Frequenz analog der Translationsgeschwindigkeit in der kinetischen Gastheorie.

In erkenntnistheoretischer Hinsicht ist die Lichtquantenhypothese einfacher als die Ätherwellenhypothese. Sie kennt nur eine raumzeitliche Anordnung von oszillatorischer elektromagnetischer Energie, die sich mit der Geschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^{10}\ \mathrm{cm} \cdot \mathrm{sec}^{-1}$ im leeren Raume bewegt; ihre einzelnen Bestimmungsstücke, Energie, Raum, Zeit, elektrischer und magnetischer Vektor, können Gegenstand der Erfahrung werden. Sie benötigt zur Darstellung der Erfahrung nicht die Fiktion eines experimentell nicht faßbaren kontinuierlichen Zwischenmediums. Freilich scheint gerade die mechanistische Vorstellung des Lichtäthers ein intellektuelles Hemmnis für die Quantenhypothese und eine Förderung der Ätherwellenhypothese zu sein, insofern dem Äther in der Regel die gleiche reale Existenz zugeschrieben wird, wie etwa den elektrischen Elementarquanten oder der Energie. Es ist

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 144, 1905; E. Ladenburg, diese Zeitschr. **8**, 590, 1907; A. Joffé, Münch. Ber. 1907, S. 279.
2) P. D. Innes, Proc. Roy. Soc. **79**, 442, 1907; J. Stark, diese Zeitschr. **8**, 882, 1907; W. Wien, Götting. Nachr. 1907, S. 598.
3) J. Stark, diese Zeitschr. **9**, 894, 1908.
4) J. Stark, diese Zeitschr. **9**, 85, 1908.
5) J. Stark, diese Zeitschr. **9**, 767, 1908.

darum nicht überflüssig, erneut darauf hinzuweisen, daß der Lichtäther experimentell in keiner Eigenschaft faßbar ist, daß ihm lediglich die Bedeutung einer Hilfsvorstellung zukommt. Diese hat der Einbürgerung der Theorie des elektromagnetischen Feldes große Dienste geleistet; sie verleitet indes leicht zu verkehrten Problemstellungen und ist vielleicht gegenwärtig ein ernstes Hindernis für den Fortschritt in der Erforschung der elektromagnetischen Energie. Übrigens ist sie ein fremdes, überflüssiges Element in der Maxwellschen Theorie des elektromagnetischen Feldes; diese beschreibt durch Differentialgleichungen die Verknüpfung zweier Vektoren der elektromagnetischen Energie in Raum und Zeit und vergleicht in der Dielektrizitätskonstante und der Permeabilität das mit Materie erfüllte Feld mit dem von Materie freien Feld elektromagnetischer Energie. In das letztere, unabhängig von der elektromagnetischen Energie, ein Medium hineinzudenken, liegt kein experimenteller Anlaß vor; die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Störung im elektromagnetischen Feld ist nicht eine Eigenschaft jenes hypothetischen Mediums, sondern der elektromagnetischen Energie. Diese selbst ist der raumerfüllende Träger des elektrischen und magnetischen Kraftfeldes; wie die Erfahrung lehrt, ist sie im statischen Zustand atomistisch verteilt auf elektrische Elementarquanten. Wenn sie im Raume strömt, so ist sie in der Form der Strahlung ebenfalls atomistisch verteilt auf einzelne Wirkungselemente von bestimmten Frequenzen, wie die Lichtquantenhypothese annimmt; ob diese Annahme der Wirklichkeit entspricht, hat das Experiment zu entscheiden.

Aachen, Physik. Inst. d. Techn. Hochschule, Juli 1909.

(Eingegangen 23. Juli 1909.)

Über die Bestimmung spezifischer Wärmen bei tiefen Temperaturen.

Von A. Eucken.

In neuerer Zeit erscheint die Kenntnis der spezifischen Wärmen, insbesondere bei tiefen Temperaturen in theoretischer Hinsicht von Wichtigkeit [1]). Da das bisher vorliegende Beobachtungsmaterial noch gering ist, regte mich Herr Professor Nernst gütigst an, einige Versuche anzustellen zur Ausarbeitung folgender Methode, die die wahren spezifischen Wärmen bei tiefen Temperaturen leicht zu bestimmen gestattet: Die Substanz selbst ist das Kalorimeter. Die Erwärmung erfolgt elektrisch durch einen Platindraht; derselbe Draht dient als Widerstandsthermometer zur Temperaturmessung. Die Wärmeabgabe nach außen wird so klein als möglich gemacht, so daß während des Ausgleichs der zugeführten Wärme im Innern ihr Verlust nach außen gering ist.

Das die Substanz enthaltende Gefäß (versilbert oder mit Aluminiumbronze bestrichen) wurde daher in einem gut evakuierten Raum aufgehängt. Der Wärmeaustausch mit der Umgebung, der auf diese Weise, abgesehen von der geringen Leitung durch die Zuführungsdrähte, nur durch die Strahlung bewirkt wurde, war trotzdem nicht ganz unbedeutend. Ich mußte daher bei der Messung schlechtleitender Pulver — es war namentlich die Messung einiger Salze ($AgCl$, $HgCl$, $PbCl_2$) beabsichtigt — auf eine Beschleunigung des inneren Wärmeausgleichs besonders hinwirken. Dabei war es wichtig, daß der Substanz die Wärme durch eine gleichmäßige Führung und hinreichende Länge des Heizdrahtes bereits gut verteilt zugeführt wurde.

Das Versuchsgefäß, wie es zuletzt benutzt wurde, ist in Fig. 1 dargestellt. Das äußere Gefäß (*ABC*) war innen versilbert; zum Schutze

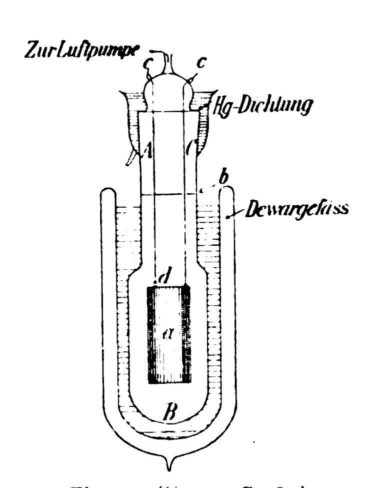


Fig. 1. (1/3 nat. Größe.)
a = inneres (Heiz-)Gefäß; *b* = Glimmerplättchen; *c*, *d* = Einführungen der Drähte.

gegen Strahlungsverluste nach oben war in dem Halse ein unten mit Stanniol belegtes Glimmerplättchen angebracht. Die Zuführungen des Heizdrahtes bestanden aus Kupferdrähten, die an zwei in den Glasstopfen eingeschmolzene *Pt*-Drähte angelötet waren. Der Widerstand der gesamten Zuführungsdrähte war neben dem des Heizdrahtes zu vernachlässigen (< 1 ‰); die durch sie abgeleitete Wärme war andererseits so gering, daß sie keine Störungen verursachte.

Da die Wärmeleitfähigkeit von Pulvern im

1) Nernst, Theoretische Chemie, Stuttgart 1909, 6. Aufl., S. 705; Sitzungsber. d. pr. Akad. d. Wiss. 1909, 249.

Vakuum äußerst gering ist, wurde das innere, die Substanz enthaltende Gefäß mit einem gut leitenden Gase (Wasserstoff) gefüllt und gasdicht verschlossen. Zunächst wurde das Gefäß aus Glas hergestellt. Außen war es mit Aluminiumbronze bestrichen. Der Heizdraht war solenoidartig gewickelt. Mittels zweier an verschiedenen Punkten befindlicher Thermoelemente (Eisen-Konstantan) wurde geprüft, ob sich die Temperatur im Innern des Heizgefäßes hinreichend rasch ausglich. Das Resultat war negativ. Die Differenz der Angaben der Thermoelemente war stets so bedeutend, daß ein einigermaßen genauer Versuch unmöglich erschien. Wie es schien, war die Strahlung bei diesen Versuchen nicht nach allen Seiten hinreichend gleichmäßig, so daß das Glasgefäß im stationären Zustand an seiner Oberfläche bereits Temperaturdifferenzen aufwies. Durch einen günstigeren Bau des äußeren Gefäßes würde diese Schwierigkeit vermutlich zu überwinden sein. Anstatt dessen versuchte ich das innere Gefäß aus einem gut wärmeleitenden Material (Kupferblech) herzustellen. Zur Erhöhung der Wärmeleitung nach innen waren sechs Lamellen aus dünnem Kupferblech (0,1 mm) eingelötet [1]). Der Heizdraht (etwa 1,3 m 0,05 cmm reinstes Platin) war bei *d* isoliert eingeführt; die Rückleitung erfolgte durch den Kupfermantel. Er war zickzackförmig geführt, jeden durch zwei Lamellen gebildeten Sektor durchlief er zweimal. Von den Kupferlamellen war er durch dünnes paraffiniertes Papier isoliert. Das Gefäß wurde nach Einfüllen der Substanz durch Anlöten des unteren Deckels verschlossen. Unregelmäßigkeiten in der Menge des verwandten Lotes wurden durch Abfeilen usw. ausgeglichen, so daß das Gewicht und die Wärmekapazität des Gefäßes konstant blieben.

Die Thermoelemente, die auch in dieses Metallgefäß zunächst eingeführt waren, stimmten bei Vorversuchen stets vollständig überein, später wurden sie daher fortgelassen. Bei den ersten Versuchen war das Gefäß gleichfalls mit einer Wasserstoffüllung versehen, doch zeigte es sich, daß bei diesem Gefäß Luft dieselben Dienste leistet. Außen war das Gefäß galvanisch versilbert und poliert. —

Die zur Heizung eingeführte Energie wurde durch ein Präzisionsvoltmeter von Weston und ein Präzisionsmilliamperemeter von Siemens & Halske gemessen. Der Widerstand wurde durch eine gewöhnliche Brückenkombination gemessen, wobei ein Präzisionskurbelwiderstand (von 0,1 bis 9999,9 Ω) als Vergleichswiderstand diente. Die Temperaturempfindlichkeit des verwandten Platindrahtes war bereits früher von Herrn Prof. Nernst genau ermittelt worden; sie wird durch:

$$t = -239{,}4 + 223{,}8\,\frac{w}{w_0} + 15{,}6\left(\frac{w}{w_0}\right)^2$$

dargestellt (w_0 = Widerstand bei 0°); daraus ergibt sich:

$$\frac{dt}{dw} = \frac{1}{w_0}\left(223{,}8 + 31{,}2\,\frac{w}{w_0}\right).$$

Zum Evakuieren diente eine rotierende Quecksilberluftpumpe (nach Gaede). Zur Herstellung des höchsten Vakuums wurde bei einigen Versuchen Holzkohle in flüssiger Luft verwandt, doch erwies sich diese Vorrichtung als entbehrlich, wenn die Pumpe dauernd in Gang gehalten wurde. Die Güte des Vakuums wurde mit Hilfe einer kleinen angeschmolzenen Geißlerschen Röhre dauernd geprüft. Es war für den Versuch ausreichend, wenn ein etwa 5 cm lange Funken lieferndes Induktorium keine Entladung mehr durch die Röhre zu senden vermochte. Mit dem Evakuieren wurde begonnen, nachdem das innere Gefäß die Temperatur des Bades (flüssige Luft, Alkohol-Kohlensäure, Wasser von Zimmertemperatur) angenommen hatte. Nach dem Evakuieren pflegte die Temperatur zu steigen, was durch die Wärmeleitung der Zuführungsdrähte und besonders durch die Ungleichmäßigkeit der Strahlung (das Glimmer-

Zeit (Min.)	Widerstand[1]) (W_0 = 527,63 Ω)	Differenz	Widerstand (extrapol.)	Zunahme des Widerst.	dt
0	148,05				
1	148,15	10			
2	148,24	9			
3	148,33	9			
4	148,42	9			
5	148,51	9			
6	148,60	9			
			148,83		
	Stromschluß von 6' bis 11'			7,89	4,06[1])
			156,72		
13	156,97				
14	157,02	5			
15	157,08	6			
16	157,14	6			
17	157,20	6			
18	157,25	5			
19	157,29	4			
20	157,34	5			
21	157,40	6			
22	157,46	6	157,61		
	Stromschluß von 22½' bis 26½'			5,71	2,95[1])
			163,32		
28	163,48				
29	163,52	4			
30	163,55	3			
31	163,60	5			
32	163,64	4			
33	163,69	5			
34	163,74	5			
35	163,80	6			
36	163,85	5			

1) Das Wärmeleitvermögen des Kupfers ist etwa 3000 mal größer als das des Wasserstoffs. Obgleich die *Cu*-Lamellen in dem Gefäß nur etwa $1/_{150}$ des Volumens ausmachten, wurde also die Wärmeleitung nach innen durch die Lamellen etwa 15 mal vergrößert.

1) Vergleichswiderstand.

plättchen befand sich in der Regel auf einer höheren Temperatur als der des Bades) bewirkt wurde. Man beobachtete daher einen steigenden Gang der Temperatur. Nun wurde das Gefäß während einiger Minuten geheizt, danach wiederum der Temperaturgang gemessen usw. Bei den tieferen Temperaturen wechselte der Gang erst nach mehreren Einzelversuchen sein Vorzeichen, die man daher unmittelbar hintereinander machen konnte. Bei Zimmertemperatur, die etwa die obere Grenze der Anwendbarkeit der Methode darstellt, war der Gang bereits so erheblich (wegen der Zunahme der Strahlung), daß er sich in der Regel bereits nach einem Versuche umkehrte.

Der Verlauf eines typischen Versuches (Füllung mit *AgCl*) ist in der vorstehenden Tabelle dargestellt.

Stromstärke und Spannung wurden von $^1/_2$ zu $^1/_2$ Min. abgelesen; infolge der Erwärmung zeigten beide einen geringen regelmäßigen Gang.

In einer besonderen Versuchsserie wurde die Wärmekapazität des leeren Gefäßes bestimmt (Fig. 2). Die mit X bezeichneten Werte sind

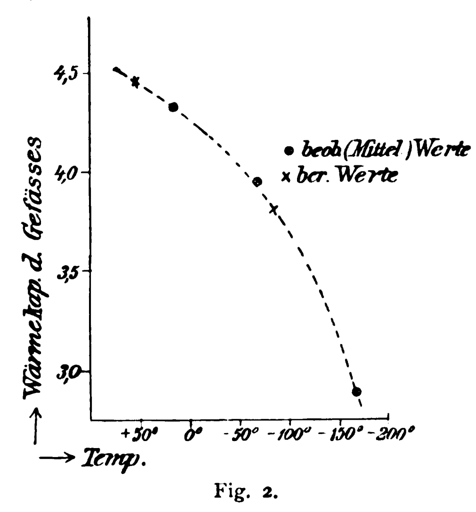


Fig. 2.

aus den Literaturwerten für die spez. Wärme des reinen Kupfers berechnet; sie stimmen mit den beobachteten Werten annähernd überein[1]). Die eigentlichen Messungen führten zu folgenden Resultaten:

HgCl (96,61 g) $W_0 = 527,9\ \Omega$.

Widerstandszunahme (Ohm)	Temperaturzunahme (Grad)	Zugef. Energie (cal.)	Mol. Wärme	Mittlere Temperatur
4,22	2,055	18,41	11,30	+ 16,3°
5,42	2,64	23,75	11,39	+ 16,8°
6,11	2,98	27,00	11,51	+ 18°
5,39	2,62	23,61	11,42	+ 18°
4,74	2,30	20,83	11,53	+ 19°
		Mittel:	11,43	+ 17,5°
5,72	2,67	22,17	10,61	— 66,5°
3,18	1,485	12,41	10,79	— 68,5°
		Mittel:	10,70	— 67,5°
4,33	1,920	13,00	9,44	—167°
3,21	1,422	9,68	9,50	—168°
4,27	1,892	12,79	9,44	—169,5°
		Mittel:	9,46	—168,2°

PbCl$_2$ (130,15 g) $W_0 = 527,9\ \Omega$.

Widerstandszunahme (Ohm)	Temperaturzunahme (Grad)	Zugef. Energie (cal.)	Mol. Wärme	Mittlere Temperatur
4,69	2,28	29,20	18,28	+ 14°
6,27	3,05	39,00	18,28	+ 17,5°
4,66	2,27	29,17	18,39	+ 20°
		Mittel:	18,32	+ 17,5°
4,40	2,055	25,00	17,42	— 62°
5,32	2,485	29,90	17,35	— 65°
6,43	3,00	36,62	17,62	— 68°
5,20	2,43	29,45	17,42	— 70,5°
3,85	1,800	21,55	17,21	— 72,5°
		Mittel:	17,41	— 67,5°
4,20	1,855	18,35	14,81	— 165°
6,35	2,805	28,02	14,99	—166°
6,35	2,805	28,00	14,93	—166°
3,31	1,463	14,40	14,78	—167,5°
6,33	2,795	27,72	14,99	—168°
		Mittel:	14,90	—166,5°

AgCl (138,4 g) $W_0 = 456,7\ \Omega$.

Widerstandszunahme (Ohm)	Temperaturzunahme (Grad)	Zugef. Energie (cal.)	Mol. Wärme	Mittlere Temperatur
4,98	2,69	41,25	11,75	— 61,5°
4,11	2,22	34,27	11,88	— 66,0°
3,31	17,87	27,38	11,79	— 68,5°
		Mittel:	11,81	— 65,5°
5,34	2,75	36,61	10,49	—151,5°
7,12	3,67	48,45	10,46	—155°
5,71	2,95	38,40	10,33[1])	—159°
7,89	4,06	51,70	10,09[1])	—163°
		Mittel:	10,34	—157°

Die Wärmekapazität des leeren Gefäßes betrug in bezug auf die der verwandten Substanz etwa beim *HgCl* 90 Proz., beim *PbCl*$_2$ 45 Proz., beim *AgCl* 35 Proz.; die Zahlen für das *HgCl* sind daher verhältnismäßig weniger sicher. Die Abweichungen der einzelnen Messungen vom Mittelwert sind nur in einzelnen Fällen größer als 1 Proz.

Die Versuche, die ich aus äußeren Gründen abbrechen mußte, werden fortgesetzt; auch die theoretische Verwertung obiger Zahlen und ihr

1) Die Menge des verwandten Lotes und paraffinierten Papiers machte nur etwa 1 Proz. des Gesamtgewichtes aus; die spez. Wärmen dieser Substanzen sind teils größer, teils kleiner als die des *Cu*.

1) Vgl. Tab. S. 587.

Vergleich mit anderen Messungen soll später mitgeteilt werden.

Herrn Prof. Nernst möchte ich auch an dieser Stelle für seine liebenswürdige Beihilfe bei dieser Arbeit meinen aufrichtigen Dank sagen.

Berlin, Physik.-chem. Institut der Universität.

(Eingegangen 28. Juli 1909.)

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Bericht über die Verhandlungen des internationalen Kongresses für angewandte Photographie in Wissenschaft und Technik in Dresden vom 11. bis 15. Juli 1909.

Von Dr. G. Grube (Dresden).

Montag, den 12. Juli, Vormittagssitzung.

Die Verhandlungen des internationalen Kongresses für angewandte Photographie wurden am Montag, den 12. Juli 1909, vormittags 10 Uhr durch den Vorsitzenden des Dresdener Arbeitsausschusses, Herrn Professor Luther, eröffnet. Nachdem die Herren Vertreter der verschiedenen Behörden und Korporationen die Kongreßteilnehmer, die in stattlicher Zahl aus Europa, Amerika und Asien zusammengekommen waren, begrüßt hatten, begannen die Vorträge, und als erster erhielt das Wort:

Professor H. Krone (Dresden), Daguerreotyp- und Mosersche Bilder.

Der Vortragende, der Nestor der wissenschaftlichen Photographie, berichtete über seinen ersten Vortrag auf dem Gebiete der Photographie, den er vor 62 Jahren über seine vergleichenden Untersuchungen der Daguerreotyp- und Moserschen Hauchbilder gehalten hat. Daran anknüpfend schilderte er in kurzen Zügen die gewaltige Entwicklung, die die Photographie von damals bis heute durchgemacht hat.

Dr. W. Scheffer (Berlin), Mosaikrasterplatten zur Farbenphotographie.

Nachdem Redner kurz die bei der Herstellung von Farbenrastern in Betracht kommenden Prinzipien auseinandergesetzt hatte, zeigte er an einer großen Zahl farbiger Lichtbilder von Mikrophotogrammen der Rasterschichten die Zusammensetzung der verschiedenen Farbraster und erläuterte deren Herstellung.

Professor C. G. Schillings (Weierhof), Erfahrungen über die Photographie der freilebenden Tiere Afrikas.

12. Juli, Nachmittagssitzung.

Dr. Fambach (Glauchau), Die Anwendung der Autochromplatte, insbesondere in der Mikrophotographie, Histologie und pathologischen Anatomie.

Die Autochromplatte ist überall da sehr gut verwendbar, wo es sich um Wiedergabe von Körperfarben handelt. Die Anwendbarkeit der Autochromplatte zu diesen Zwecken wird an einer großen Zahl von Aufnahmen aus dem Gebiete der Tiermedizin demonstriert. Ferner stellte der Redner fest, daß die reinen Spektralfarben, die also Lichterscheinungen von ganz bestimmter Wellenlänge und Schwingungszahl sind, von der Autochromplatte nicht genau wiedergegeben werden. Es werden die Aufnahmen des Spektrums des gasförmigen Teiles des elektrischen Bogenlichtes vorgeführt: Die Übergänge zwischen den Grundfarben fehlen, die Natriumlinie erscheint rot.

Dr. Panconcelli-Calzia (Marburg), Anwendungen der Photographie in der experimentellen Phonetik. (Physiologie der Stimme und Sprache.)

13. Juli, Vormittagssitzung.

Dr. A. P. H. Trivelli (Scheweningen), Die Wasserstoffsuperoxydreaktion auf die Silbersubhaloide.

Prof. Dr. K. Schaum (Leipzig), Umkehrungserscheinungen.

Die charakteristische Kurve einer photographischen Platte erhält man, wenn man in ein Koordinatensystem als Ordinaten die Logarithmen der Undurchlässigkeit, als Abszissen die Logarithmen der Exposition aufträgt. Man erhält dann eine Kurve, die anfangs fast parallel zur X-Achse, dann steiler nach oben verläuft, durch ein Maximum geht und dann wieder abnimmt. Der erste Teil der Kurve entspricht der Unterbelichtung, das steile Kurvenstück stellt die normale Belichtung dar, bei welcher die Abstufung am besten ist; in der Gegend des Maximums ist die Platte überbelichtet, und endlich das letzte Stück, das wieder abfällt, ist das Gebiet der Solarisation. Bei der Solarisation, die also bei sehr starker Überbelichtung einer Platte eintritt, entsteht statt eines Negativs ein positives Bild auf der Platte. Durch Oxydationsmittel, z. B. Ammoniumpersulfat, wird das erhaltene Positiv in ein Negativ verwandelt. Der Vortragende führt sodann noch andere Umkehrungserscheinungen vor, wie sie sich ergeben beim Belichten der Platte mit Tageslicht, Funkenlicht und Röntgenlicht. Hierbei kommt es auf die Reihenfolge bei der Be-



lichtung an. Belichtet man eine Platte zunächst mit Tageslicht, dann mit Funkenlicht, so addieren sich die Lichtwirkungen. Belichtet man dagegen erst mit Funkenlicht und dann mit Tageslicht, so heben sich die Lichtwirkungen auf. Hierauf beruht die schon häufig beobachtete Erscheinung der schwarzen Blitze. Ferner addiert sich die Lichtwirkung von Tageslicht + Röntgenlicht, und von Röntgenlicht + Funkenlicht, während in umgekehrter Reihenfolge Röntgenlicht + Tageslicht und Funkenlicht + Röntgenlicht sich aufheben.

W. H. Idzerda (Haag), Versuch einer Erklärung des Solarisationsphänomens.

Für das Auftreten der Solarisation bei Bromsilberplatten gibt es zwei Theorien: 1. Das Photo- oder Subhaloid wird unter weiterer Bromabspaltung (Reduktion) in ein nicht entwickelbares Photo- oder Subhaloid umgesetzt (Trivelli, Schaum). 2. Das Photo- oder Subhaloid wird wieder zu der ursprünglichen Substanz, also zu Bromsilber, regeneriert (Oxydation). Der Vortragende hält die zweite Erklärung für richtig, und zwar nimmt er an, daß Strahlen anderer Wellenlänge als die erregenden Strahlen an der Oberfläche und teilweise im Innern des Kornes statt reduzierend oxydierend wirken und somit das Bromsilber im feineren Korn regenerieren. Die Einwirkung der verschiedenen chemischen Agenzien auf die solarisierte Platte läßt sich auf diese Weise erklären. Eigene Versuche zur Stütze seiner Ansicht sind vom Referenten noch nicht gemacht, jedoch ermöglicht die Hypothese eine Erklärung des vorhandenen Tatbestandes.

A. Löwy (Wien), Über Dunkelkammerlicht für das Autochrom- und Omnikolorverfahren. Untersuchungen über die Haltbarkeit der Rasterschichten.

Auf Grund der vergleichenden Untersuchung der verschiedenen bis jetzt für die Autochromplatte vorgeschlagenen Dunkelkammerscheiben gelang es dem Vortragenden, durch Mischung eines gelben, purpurroten und grünen Farbstoffes eine Scheibe herzustellen, die vor einer 16kerzigen Glühlampe ein gutes Licht gibt, bei dem man die Entwicklung der Autochromplatte gut verfolgen kann, ohne bei einiger Vorsicht ein Verderben der Platte befürchten zu müssen. Ferner untersuchte der Vortragende die Lichtechtheit der zur Herstellung der Autochromplatte verwandten Farbstoffe, indem er von einer Autochromplatte die Gelatineschicht entfernte und den übrigbleibenden Raster dem Sonnenlichte aussetzte. Es zeigte sich, daß die Farbstoffe sehr lichtbeständig sind. Erst nach siebentägiger Bestrahlung im Sonnenlicht trat eine Wirkung auf, während z. B. der Farbraster der Omnikolorplatte schon nach eintägigem Bestrahlen mit diffusem Tageslicht ein merkliches Verblassen der Rasterelemente zeigte.

Prof. Dr. E. Dolezal (Wien), Zusammenfassender Vortrag über Photogrammetrie.

Dr. M. v. Rohr (Jena), Über gegenwärtig wirksame Hindernisse für die Verbreitung der Stereoskopie.

Die glänzendste Zeit der Stereoskopie waren die fünfziger und sechziger Jahre des vorigen Jahrhunderts. Heutzutage ist dieselbe zurückgegangen, weil einmal die Teilnahme der Wissenschaftler geschwunden ist, und weil die moderne Richtung der künstlerischen Photographie der Stereoskopie viel gute Kräfte entzieht. Der Umstand, daß man unter den Anhängern der Stereoskopie häufig Freunde von übertriebener Tiefenwirkung findet, gefährdet die Verwendung des Stereogrammes zu Lehrzwecken. Ein weiterer Übelstand liegt noch darin, daß das gewohnte Stereoskop, das alte Brewstersche, in seiner Ausführung wenig leistungsfähig ist und in seiner Wirkungsweise nicht leicht übersehen werden kann. Eine Verbesserung bildet zum Beispiel das Pigeonsche Stereoskop. Es muß gefordert werden, daß ein für Lehrzwecke bestimmtes Stereoskop denselben Eindruck von dem dargestellten Objekt hervorzurufen vermag, wie dessen beidäugige Betrachtung vom entsprechenden Standpunkte. Dieses ist nur zu erreichen durch ein Verständnis des Strahlenganges in den Aufnahmeobjektiven und eine Einsicht in die Augenbewegungen des das Stereoskop benutzenden Beobachters.

Dr. P. H. Eijkmann (Scheweningen), Neue Anwendungen der Stereoskopie. Die Röntgenopakplatte.

Der Vortragende gibt einen Überblick über die vielseitige Anwendbarkeit der Stereoskopie auf dem Gebiete der Röntgenphotographie im Dienste der medizinischen Wissenschaft, die er selbst wesentlich gefördert hat. Ferner zeigte er photographische Platten mit einem opaken Schichtträger für Röntgenaufnahmen. Die Vorteile dieser Platten sind: Man kann das Bild in auffallendem Lichte betrachten. Infolge der Reflexion des Lichtes an dem opaken Schichtträger ist die Gradation eine doppelte, was theoretisch eine vierfach verkürzte Exposition bedeutet. Als opaker Schichtträger wird vorgeschlagen: Milchglas oder Untergießungen auf gewöhnlichen Glasplatten, die mit Baryt oder Karbonaten opak gemacht sind.

Dr. Wandersleb (Jena), Über die Strahlenbegrenzung in photographischen Objekten.

Redner gab einen allgemein verständlichen Überblick über die Lehre von der Strahlenbegrenzung, wie sie von Abbé ausgearbeitet und von v. Rohr in Jena weiter entwickelt wurde. An einigen schematischen Zeichnungen zeigte er, wie sich an Hand der Begriffe der Eintritts- und Austrittspupille eines Systems die Lichtstärke und Tiefenschärfe darstellen lassen.

K. W. Wolf-Czapek (Berlin), Anwendung der Kinematographie in der Wissenschaft und Technik.

Nachmittagssitzung.

Prof. Dr. A. Reiß (Lausanne), Die Photographie im Dienste der Rechtspflege.

Polizeipräsident Koettig (Dresden), Über den Bertillonschen metrischen Apparat und seine Anwendungsmöglichkeiten auf dem Gebiete der forensischen Photographie.

W. Urban (München), Beiträge zur Praxis der forensischen Photographie.

Prof. Dr. A. Miethe (Charlottenburg), Über Schumannplatten. Projektionsvortrag mit Lichtbildern nach dem Mietheschen Dreifarben-Verfahren.

Schumann hat nachgewiesen, daß bindemittelhaltige Bromsilberplatten zur photographischen Wiedergabe der äußersten ultravioletten Strahlen des Spektrums nicht verwendbar sind, da das Bindemittel das kurzwelligste Licht jenseits von 200 $\mu\mu$ absorbiert. Zur Untersuchung des äußersten Ultravioletts braucht man daher bindemittelfreie Bromsilberplatten. Eine Methode zu deren Herstellung hat Schumann auch angegeben. Jedoch ist diese nicht ganz leicht. Es ist dem Referenten gelungen, auf einem einfacheren Wege bindemittelfreie Platten herzustellen, indem er von käuflichen Kollodiumemulsionen ausging und die Nitrozellulose durch Dekantieren mit Äther-Alkohol entfernte. Die Äther-Alkohol-Bromsilberemulsion ergab jedoch sehr geringe Empfindlichkeiten und ließ sich nicht fixieren. Erst durch Vorpräparieren der Platte mit Eiweiß, Kautschuk usw. gelang es, die Schicht fixierbar zu machen und eine Empfindlichkeit zu erreichen, die der der Schumannplatte gar nicht oder wenig nachsteht. Es empfiehlt sich, derartige Platten für alle Untersuchungen innerhalb des Bereiches des Spektrums zwischen 200 und 180 bzw. 170 $\mu\mu$ zu benutzen.

Dr. A. Seyewetz von der Firma A. Lumière et ses fils (Lyon), Die Autochromplatte.

14. Juli, Vormittagssitzung.

Prof. R. Namias (Mailand), Über Chlorbromsilberopakplatten und ihre Anwendung.

R. Jahr (Dresden), Herstellung und Entwicklung von Jodsilber-Gelatineemulsionsplatten. Die physikalische Entwicklung der Trockenplatten.

Dr. E. Limmer (Braunschweig), Über Farbenanpassungsverfahren (Ausbleichverfahren).

In dem Farbenanpassungsverfahren ist die Möglichkeit einer direkten Körperfarbenphotographie gegeben. Es gründet sich hauptsächlich auf den Satz, daß lichtempfindliche Verbindungen nur verändert werden in dem Lichte, das sie absorbieren. Das heißt also: Ein lichtempfindlicher Farbstoff bleicht nur aus in dem Lichte, das er absorbiert, er ist verhältnismäßig beständig gegen das Licht, welches er reflektiert. Es besteht nun die Möglichkeit, die Lichtempfindlichkeit von Farbstoffen wesentlich zu erhöhen durch Zusatz anderer Verbindungen, sogenannter Sensibilisatoren. Damit die Farben des Originals richtig wiedergegeben werden, muß man die verwendeten Farbstoffe aufeinander abstimmen, so daß sie gleich lichtempfindlich sind. Um nun eine haltbare Kopie zu bekommen, ist es natürlich erforderlich, nach dem Kopieren den Sensibilisator zu entfernen. Hierzu bedient man sich der Anti- oder Entsensibilisatoren. Ferner wäre es erforderlich, mit Hilfe von farbstoffixierenden Verbindungen die natürliche Lichtunechtheit der verwendeten Farbstoffe aufzuheben. Vortragender hält nach seinen Versuchsergebnissen nicht für ausgeschlossen, daß es in absehbarer Zeit gelingen wird, die Fixierung und Entsibilisierung der Farben des Bildes durch Behandeln mit ein und demselben Körper durchzuführen.

Prof. Dr. Stobbe (Leipzig), Über die Verwendung der Fulgidfarbstoffe beim Ausbleichverfahren.

Vortragender berichtet über seine Versuche, die von ihm dargestellten Fulgide, die sehr lichtempfindlich sind, für das Ausbleichverfahren zu verwenden.

K. K. Reg.-Rat Georg Fritz (Wien), Über Druckmaschinen.

Dr. H. Beck (Berlin), Die Organisation der Technischen Auskunft.

Dr. K. Kieser (Düsseldorf), Die Sensitometrie photographischer Papiere.

Viele der zur Untersuchung von photographischen Papieren verwendeten Methoden haben große Mängel, vor allen Dingen sind sie nicht gut reproduzierbar. Leicht reproduzierbar und frei von Fehlerquellen ist das Röhrenphotometer, jedoch ist auch dieses für den Massengebrauch nicht geeignet. Ein sehr brauchbares Sensitometer für Papiere ist das Scheinersche Instrument in der Modifikation von Eder. Vortragender hat dieses für die Sensitometrie von Bromsilberpapieren verwendet und gute Erfolge damit erzielt. Die Versuchsanordnung wird ausführlich erläutert. Die Verwendung des Scheinerschen Sensitometers für Auskopierpapiere hat noch keine befriedigenden Resultate gegeben.

H. Schmidt (Berlin), Referat über die Bezeichnung der Plattenempfindlichkeit.

Es ist wünschenswert, mit möglichst wenig Zahlen eine gute Charakteristik einer bestimmten Plattensorte zu geben. Alle mit $\log i$ (i = Lichtintensität) oder $\log t$ (t = Expositionszeit) als Abszisse und D (Dichte der Platte) als Ordinate aufgezeichneten Schwärzungsskalen lassen sich durch elastische Dehnung beider Koordinaten und Parallelverschiebung miteinander zur Deckung bringen. Bei bestimmter Art der Entwicklung ist dann die Platte durch 6 Zahlen charakterisiert:

I. Der Schleier der nichtbelichteten Teile.

II. Die größte vorkommende Schwärzung.

III. und IV. Zwei zusammengehörige Werte von i und t, welche eine Dichte gleich f (I, II), z. B. $\frac{1}{2}$ (I + II) hervorbringen.

V. und VI. Die Gradation der Zeit und Intensitätsskalen oder $\frac{dD}{d\log t}$ und $\frac{dD}{d\log i}$ bei der Dichte $= f$ (I, II).

Dr. E. Goldberg (Leipzig), Über Unterschiedsempfindlichkeit von Platten.

Der Redner führt einen Apparat vor, welcher dazu dienen soll, die „Unterschiedsschwelle" der Platte zu bestimmen, die definiert ist durch die kleinste Schattenabstufung des Originals, die noch auf der Platte abgebildet wird.

An die verschiedenen Vorträge über Sensitometrie schloß sich eine kurze Diskussion, deren Resultat war, daß eine Bezeichnung der Empfindlichkeit photographischer Platten nur möglich sei durch Wiedergabe der charakteristischen Kurve. Eine derartige Bezeichnungsweise ist aber unbedingt erforderlich, um die heutzutage durch die unzuverlässigen Angaben vieler Fabrikanten unvermeidlichen Mißerfolge beim Photographieren zu verhüten.

Dr. G. Leimbach (Göttingen), Die absolute Strahlungsempfindlichkeit der Bromsilberplatte gegen Licht verschiedener Wellenlänge.

Während die Gesetze, die die relative Abhängigkeit der Schwärzung der photographischen Platte von der Intensität, Wellenlänge, Zeitdauer usw. der Exposition bestimmen, schon eingehend untersucht sind, ist es bis jetzt noch nicht gelungen, die Schwärzung, die eine photographische Platte durch eine im absoluten Maß gemessene Lichtmenge bestimmter Wellenlänge erfährt, zu messen. Ebenso ist bis jetzt noch nicht der Absolutwert der Energie festgestellt, welcher erforderlich ist, um eine gerade wahrnehmbare Schwärzung auf der Platte zu erreichen. Es gelang dem Vortragenden, zur einwandfreien absoluten Messung der Strahlungsenergie ein Bolometer von bisher kaum erreichter Empfindlichkeit zu konstruieren, welches die spektral zerlegte Energie einer stetig strahlenden Lichtquelle im ganzen Spektralbereich genügend genau im absoluten Maß zu messen erlaubt. Mit Hilfe eines kleinen Spektrometers mit Wellenlängenskala von Schmidt und Haensch wurde der Wellenlängenbereich ermittelt. Die Messung der Undurchlässigkeit der Platte an den geschwärzten Stellen wurde mittels eines Hartmannschen Mikrophotometers ausgeführt. Auf Grund eingehender Untersuchungen wurde nun festgestellt, daß das Bunsen-Roscoesche Gesetz, welches aussagt, daß gleichen Lichtmengen auch gleiche photochemische Wirkungen entsprechen — $i \cdot t = \text{const}$ — für die Bromsilberplatte nicht stimmt, sondern daß hierfür das Schwarzschildsche Gesetz gilt, nach welchem innerhalb weiter Grenzen die gleichen photochemischen Wirkungen für $i \cdot t^p = \text{const}$ erzielt werden. Die Messung der absoluten Strahlungsempfindlichkeit wurde an folgenden Plattensorten durchgeführt: Dr. Schleußners Gelatineemulsionsplatte, Σ-Platte der Gebrüder Lumière, Perorto-Platte (Grünsiegel) von Otto Perutz, München, und Chromo-Isolarplatte der „Agfa".

Die zusammengestellten Schwärzungskurven jeder Plattensorte zeigten für alle Spektralbereiche parallelen Verlauf, d. h. die Gradation ist für alle Wellenlängen dieselbe. Die Schleußnerplatte ist normalempfindlich, hat aber eine sehr gleichmäßige Schicht. Die Σ-Platte ist die empfindlichste der vier, wenigstens für Grün und Blau. Im Grün erreicht sie sogar die Perorto-Platte, die ihrerseits große Orthochromasie und relativ große Empfindlichkeit besitzt. Eine noch bessere Farbenwiedergabe ermöglicht die Chromo-Isolarplatte, allerdings auf Kosten der Empfindlichkeit. Die Energiemengen, die eine soeben noch wahrnehmbare Schwärzung — die Schwellwerte — hervor-

brachten, sind für das Maximum der Empfindlichkeit in der Höhe von $\lambda = 450\,\mu\mu$ und die einzelnen Plattensorten folgende:

Schleußnerplatte	10,5	$\cdot 10^{-10} \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2}$ Sek.
Σ-Platte	1,38	
Perortoplatte	16,3	
Chromo-Isolarplatte	17,8	

Entsprechende Energie- und Schwärzungsmessungen wurden an denselben Plattensorten gemacht, indem diese mit dem unzerlegten Licht der Hefnerlampe und der Nernstlampe bestrahlt wurden. Diese Messungen ermöglichten die Auswertung der üblichen Sensitometerskalen in absolutem Maß.

Professor A. Callier (Gent), Über die Gradation in diffusem oder direktem Licht.

Schon frühere Forscher haben darauf hingewiesen, daß die entwickelte photographische Platte das auffallende Licht nicht nur absorbiert, sondern auch einen Teil desselben diffus macht. Infolgedessen ist anzunehmen, daß photometrische Dichtemessungen verschiedene Resultate geben müssen, je nachdem man in parallelem oder diffusem Lichte arbeitet. Die Messungen des Vortragenden bestätigen dieses. Als Maßinstrument benutzte er das Martenssche Polarisationsphotometer. Die nach den beiden Maßmethoden erhaltenen Werte waren völlig verschieden. Daher sind auch die nach den beiden Methoden erhaltenen charakteristischen Kurven der Platte einander nicht geometrisch ähnlich. Deshalb ist auch die „Trägheit", das ist der Wert, der durch den Schnittpunkt der Verlängerung des geraden Teiles der charakteristischen Kurve mit der X-Achse bestimmt ist, ein anderer, je nachdem man in parallelem oder diffusem Lichte arbeitet.

Dr. C. Mees (London), Bericht über den gegenwärtigen Stand der Sensitometrie[1]).

Das Gebiet der Sensitometrie läßt sich in 4 Gruppen teilen:

1. Die Messung der Empfindlichkeit photographischer Platten.
2. Die Messung des Grades der Entwicklung der Platten.
3. Die Messung der Farbenempfindlichkeit von Platten.
4. Die Anwendung der photographischen Platte zur Messung anderer Phänomen.

Die eigentliche Sensitometrie stellt sich zur Aufgabe, eine Zahl zu finden, welche genau die relative Empfindlichkeit zweier verschiedener Platten darstellt. Da verschiedene Platten unter verschiedenen Bedingungen sich verschieden verhalten, so gibt es keine derartige absolute Zahl, jedoch sind die beiden Platten genügend definiert durch das Verhältnis der Expositionen, die erforderlich sind, um gleiche Dichten hervorzubringen, wenn beide Platten bis zur gleichen Gradation entwickelt werden. Hierbei soll als Lichtquelle Tageslicht verwandt werden, und die Expositionszeit zwischen 5 Sekunden und 2 Minuten liegen. Die Messung dieser Zahlen geschieht mit Hilfe der Photometer nach Warneke oder Scheiner. Bei beiden Methoden wird die Lichtintensität gemessen, die gerade noch einen Effekt auf die Platte hervorbringt. Bei der Methode von Hurter und Driffield kann man die Empfindlichkeit aus einer Kurve ablesen, die die Dichte der entwickelten Platte mit den Logarithmen der Expositionen verknüpft. Der zweite Teil der Sensitometrie besteht in der Bestimmung des Entwicklungsgesetzes und von Konstanten, die jeder Platte eigentümlich sind. Die Farbenempfindlichkeit wird durch Feststellung der Dichte gemessen, nachdem die Platte durch das Spektrum belichtet war, oder durch Ermittlung des Verhältnisses der Empfindlichkeiten beim Belichten durch verschiedene Farbfilter. Sind die Empfindlichkeit und die Entwicklungskonstanten einer Platte bestimmt, so kann man sie zur Intensitätsmessung beim Lichte oder bei radioaktiven Erscheinungen verwenden.

1) Von Herrn Callier verlesen.

Dr. v. Schrott (Wien), Über die Aktinität verschiedener elektrischer Bogenlampen für photographische Kopierzwecke. (Nicht vorgetragen.)

Nachmittagssitzung.

Prof. Dr. Konen (Münster), Zusammenfassender Vortrag über Spektrographie.

Dr. A. Kopf (Königstuhl-Observatorium Heidelberg), Die Photographie in der Astronomie.

Hauptmann a. D. Hildebrandt (Berlin), Die Ballonphotographie.

Zum Schluß seien alle diejenigen Leser, die sich für die auf dem Kongreß gehaltenen Vorträge interessieren, darauf hingewiesen, daß ein ausführlicher Bericht über den ersten Kongreß für angewandte Photographie demnächst im Druck erscheint.

Der zweite internationale Kongreß für angewandte Photographie findet voraussichtlich im Jahre 1910 in Brüssel statt.

(Eingegangen 26. Juli 1909.)

PHYSIKALISCHE TECHNIK.

Ältere und neuere weniger bekannte Hilfsmittel für das physikalische Laboratorium.

Von Max Iklé.

Der Vortrag, den Herr W. Kaufmann in einer der Sitzungen der Abteilung für Physik auf der 79. Versammlung der Deutschen Naturforscher und Ärzte im September 1907 zu Dresden gehalten hat[1]), gab mir die Anregung zu einer Zusammenstellung einer Reihe weniger bekannter, dabei einfacher und bequemer Hilfsmittel für das physikalische Laboratorium. Nachdem diese Zusammenstellung jüngst an anderer Stelle[2]) veröffentlicht worden ist, erging seitens der Schriftleitung der Physikalischen Zeitschrift an mich das Ersuchen, den gleichen Gegenstand auch in den Spalten dieses Blattes zu behandeln. Ich komme dieser Aufforderung um so lieber nach, als diese Zeitschrift durch ihre im Anschluß an den oben genannten Vortrag des Herrn Kaufmann eingerichtete „Praktische Ecke" der gegebene Raum für derartige Mitteilungen ist. Es ist zu verwundern, daß diese „Praktische Ecke" seitens der Herren Fachgenossen noch recht wenig benutzt wird. Allerdings wird dem Forscher ein nützlicher Kunstgriff, den er gelegentlich seiner Arbeiten gefunden hat, im Vergleich zu dem Endergebnis seiner Untersuchungen so unwesentlich erscheinen, daß er ihn einer gesonderten Veröffentlichung nicht für würdig erachtet. Es ist indessen zu bedenken, daß solche Winke für andere Forscher, selbst wenn sie auf ganz anderem Gebiete arbeiten, oft von außerordentlichem Nutzen sein können. Unsummen an Zeit und Arbeit, von den pekuniären Aufwendungen gar nicht zu reden, werden nutzlos dadurch verloren, daß mancher all die kleinen Pfiffe und Kniffe, die ein Fachgenosse besonderer Erwähnung nicht wert erachtet hat, nun durch eigene, leider oft recht schmerzliche Erfahrung von neuem erfinden muß. Eine regere Mitteilsamkeit auf diesem Gebiete würde unendlichen Nutzen stiften können!

Viele wertvolle Winke sind in Fricks „Physikalischer Technik" niedergelegt. Dieses ausgezeichnete Werk, dem ich auch für meine vorliegende Zusammenstellung manche Angaben entnommen habe, will aber hauptsächlich den Zwecken der Vorlesung dienen, während ich hier in erster Linie die Technik des Laboratoriums berücksichtigen will. Für diesen Zweck finden sich mancherlei wertvolle Winke in den Lehrbüchern der praktischen Physik (Kohlrausch usw.), indessen gibt es noch eine Menge nützlicher Hilfsmittel und Kunstgriffe, die man dort vergeblich suchen würde.

In jedem Laboratorium finden sich Stative und Klemmen, Klötze und Brenner u. dergl. m. in Hülle und Fülle. Aber all diese an sich unendlich schätzenswerten Dinge sind meist nur in je einer Spezies vertreten. Mit etwa den gleichen, vielleicht gar mit noch geringeren Kosten könnte aber ein Arsenal beschafft werden, das dank größerer Vielseitigkeit weit mannigfaltigeren Ansprüchen zu genügen vermöchte. Mit Recht hebt Herr Kaufmann als die Quelle so vieler Mißerfolge den Mangel an Anpassungsfähigkeit dieser Hilfsteile hervor.

Ich hoffe, im folgenden darzutun, daß seitens der einschlägigen Firmen eine reiche und genügende Auswahl solcher Hilfsmittel geboten wird. Daß ich nicht den Anspruch erhebe, eine erschöpfende Aufzählung aller vorhandenen praktischen Laboratoriumshilfsmittel zu geben, bedarf kaum der Erwähnung. Die Zahl der im Handel erhältlichen Gegenstände dieser Art ist überraschend groß. Manch nützlicher Hinweis ist in Arbeiten enthalten, in denen man ihn, dem Titel der Arbeit nach, nicht vermuten würde, und wo er ungenutzt verborgen bleibt, bis ein Zufall ihn ans Licht bringt. Ich beabsichtige, mich hier auf solche Dinge und Methoden zu beschränken, die für vielerlei Zwecke verwendbar sind, dagegen solche Hilfsmittel außer Betracht zu lassen, die nur auf einzelnen eng umschriebenen Spezialgebieten Anwendung finden können.

Aus Gründen der Unparteilichkeit werde ich auch im allgemeinen, sofern dem nicht Patent- oder sonstige Schutzrechte entgegenstehen, von der Nennung einzelner Firmen absehen. Sehr viele Stücke sind in gleicher, oder doch für Laboratoriumszwecke gleichwertiger, Ausführung aus den verschiedensten Quellen zu beziehen; es wäre somit ungerecht, wollte ich eine einzelne durch Namhaftmachung bevorzugen. Überdies wird jeder bessere Institutsmechaniker, ja sogar mancher technisch geschulte Physiker, imstande sein, die Mehrzahl der genannten Hilfsteile den jeweiligen besonderen Bedürfnissen und Zwecken entsprechend selbst herzustellen.

Dagegen möchte ich an dieser Stelle die angenehme Pflicht erfüllen, einer Reihe von Firmen meinen herzlichen Dank dafür auszudrücken, daß sie mich durch freundliche Überlassung von Preislisten, Katalogen, Prospekten, Galvanos und sonstigem Material, sowie durch liebenswürdige Auskünfte in entgegenkommend-

1) W. Kaufmann, diese Zeitschr. **8**, 748, 1907; Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 435, 1907.

2) Über einige weniger bekannte, einfache und bequeme Hilfsmittel für das physikalische Laboratorium. Himmel und Erde **21**, 362, 1909.

ster und ausgiebigster Weise unterstützt und dadurch diese Zusammenstellung ermöglicht haben. Ich nenne folgende Firmen (in alphabetischer Reihenfolge):

Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft, Berlin.
Georg Beck & Co., Berlin NO.
Ferdinand Ernecke, Hoflieferant, Mechanische Präzisionswerkstätten, Berlin-Tempelhof.
Frankfurter Physikalische Werkstätten, Frankfurt a. M.
Fr. Fuendeling, Werkstätten für Feinmechanik und Elektrotechnik, Friedberg in Hessen.
Galvanische Metall-Papier-Fabrik, A.-G., Berlin, N. 39.
Harburger Gummi-Kamm-Co., Dr. Heinrich Traun, Hamburg-Berlin C. 19.
Franz Hugershoff, Leipzig.
Leppin & Masche, Fabrik wissenschaftlicher Apparate, Berlin SO. 16.
Dr. Rob. Muencke, Technisches Institut, Berlin NW. 6.
Robert Röher, Mechanische Werkstätte, Jena.
Franz Schmidt & Haensch, Optische und mechanische Werkstätten, Berlin S. 42.
Julius Schober, Metallwarenfabrik für Chemie, Pharmazie und Technik, Berlin SO. 16.
Schwabe & Co., Hoflieferanten, Berlin S. 14.
Siemens & Halske, A.-G., Berlin-Charlottenburg.
B. G. Teubner, Leipzig.
Vereinigte Fabriken für Laboratoriums-Bedarf, G. m. b. H., Berlin N. 39.
Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig.
Warmbrunn, Quilitz & Co., Berlin NW. 40.

Auch seitens der Fachgenossen ist meine Arbeit durch mancherlei Hinweise und Auskünfte mit liebenswürdiger Bereitwilligkeit sehr gefördert worden.

Wenn ich nun einerseits die Nennung von Bezugsquellen zu vermeiden suche, so möchte ich andererseits doch, soweit es angängig ist, denen gerecht werden, welche die hier aufzuführenden Hilfsmittel, Methoden und Verbesserungen ersonnen haben, denn

Vergraben ist in ewige Nacht
Der Erfinder großer Name zu oft!
Was ihr Geist grübelnd entdeckt, nutzen wir,
Aber belohnt Ehre sie auch?

Immerhin wäre es keineswegs durchweg berechtigt, auf meine diesbezüglichen Angaben Prioritätsansprüche zu begründen. Gar mancher Kunstgriff wird etwa gleichzeitig von verschiedenen Forschern ersonnen worden sein. Andere Hilfsmittel dürften schon recht alt, aber inzwischen in Vergessenheit geraten und erst in verhältnismäßig neuerer Zeit wiederum gefunden worden sein. —

Die überaus brauchbaren Apparate, die Herr Kaufmann ersonnen und seinerzeit in Dresden, sowie später an anderer Stelle[1]) vorgeführt hat, darf ich hier übergehen, da sie ja den Lesern dieser Zeitschrift zur Genüge bekannt sind. Ebensowenig brauche ich mich über die Apparate des Herrn W. Volkmann („Physikalischer Baukasten") auszulassen.

Ich möchte nun zunächst kurz auf das Stativ eingehen, dem auch die beiden eben genannten Herren in erster Linie ihre Aufmerksamkeit gewidmet haben. Wie die Diskussion zu dem Dresdener Vortrage des Herrn Kaufmann zeigte, ist die Frage nach dem besten Stativfuße noch keineswegs als in allseitig befriedigender Weise gelöst zu betrachten. Der Dreifuß wie die runde oder rechteckige Grundplatte haben ihre Anhänger. Es dürfte deshalb noch eine dritte Form des Stativfußes Erwähnung finden, die auch eine gute Ausnutzung des Raumes auf dem Arbeitstische ermöglicht. Ich meine die Halbkreisform, die, wenn ich recht unterrichtet bin, zuerst von Hagenbach angegeben worden ist.

Wenn man an Stelle der alten, wenig zweckmäßigen Stange des Bunsenstativs die von Herrn Kaufmann eingeführten gezogenen Eisenröhren mit vernickeltem Messingüberzug verwendet, so dürfte sich unter Umständen für die Verlängerung der Stange folgendes Verfahren empfehlen, das den Vorteil bietet, die Gleichförmigkeit der Stange durch keine Muffe zu unterbrechen: Man versehe die Röhren an den Enden mit Innengewinden und verbinde sie miteinander durch einen Doppelnippel, der natürlich nicht zu kurz gewählt werden darf.

Als Trichterhalter ist der gestielte Ring (Fig. 1) vielfach im Gebrauch, der durch eine

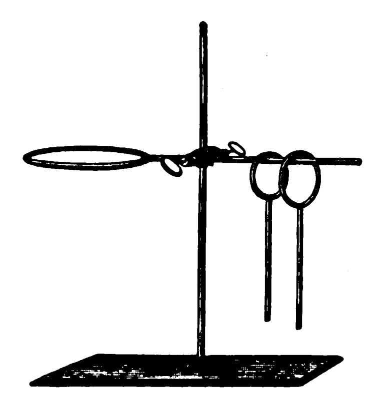


Fig. 1.

Muffe bequem am Bunsenstativ zu befestigen ist. Diesem Ringe gegenüber bietet der in Fig. 2 dargestellte geschlitzte Ring den Vorteil, daß das Aufheben des Trichters vermieden werden kann.

1) W. Kaufmann, diese Zeitschr. 9, 616, 1908; Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 244, 1908.

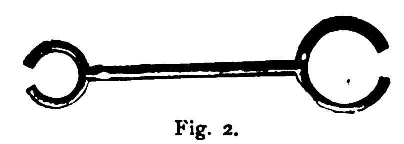


Fig. 2.

Als Träger für leichte Gegenstände, beispielsweise für einen Trichter, können in vielen Fällen zwei Stativformen von Nutzen sein, die leicht, billig und handlich sind. Sie sind in allen einschlägigen Geschäften erhältlich, auch kann man sie sich aus starkem Draht ohne große Schwierigkeiten ganz nach Bedarf selbst herstellen. Eine dieser Formen (Fig. 3) ist von Ostwald, die andere (Fig. 4) von Omeis angegeben worden;

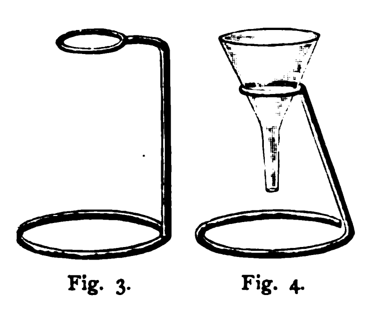


Fig. 3. Fig. 4.

die letztgenannte Form wird auch in einer Ausführung in den Handel gebracht, bei welcher der Hals ausziehbar ist, also aus einer auf einem Drahte gleitenden Röhre gefertigt ist, die mittels einer Schraube in beliebiger Höhenstellung festgehalten werden kann (Fig. 5). In dieser Gestalt wird das Stativ natürlich entsprechend stabiler ausgeführt.



Fig. 5.

Seit einigen Jahren sind vielfach für elektrische Glühlampen besondere, allseitig bewegliche Lampengestelle, aus biegsamem Metallschlauch gefertigt, eingeführt („Schwanenhalslampen"). Diese Gestelle haben den großen Vorzug, daß sie gestatten, den Beleuchtungskörper an jede beliebige Stelle zu bringen. Es war ein überaus glücklicher Gedanke, der meines Wissens zuerst von der Firma Leppin & Masche ausgeführt worden ist, dieses Prinzip auch auf andere Gebiete anzuwenden, und an die Stelle der Glühlampenfassung die verschiedensten Klammern und Halter zu setzen. Man erhält dadurch ein Stativ, das an Schmiegsamkeit und bequemer Handhabung wohl von keiner anderen gegenwärtig bekannten Stativform erreicht werden dürfte, das aber den einen Nachteil hat, in seinem Anwendungsgebiet auf das Tragen solcher Gegenstände beschränkt zu sein, die weder allzu schwer, noch allzu umfangreich sind.

Zum Ausgleich der Höhenunterschiede zwischen einzelnen Teilen der Versuchsanordnung pflegt man sich untergelegter Bretter und Klötze zu bedienen, die in jedem Laboratorium reichlich vorhanden sind. Aber kaum bei irgendeiner anderen Gelegenheit tritt die Tücke des Objektes so häufig in Erscheinung wie hier, denn in der Regel sind die verfügbaren Stücke entweder zu hoch oder zu niedrig, und nur durch langwieriges Probieren gelangt man zuweilen zu einer passenden Kombination. Das Bedürfnis nach einer kontinuierlich verstellbaren Unterlage wird aber durch zwei Vorrichtungen befriedigt. Die eine, einfachere Vorrichtung, als deren Urheber Paul Drude genannt wird, kann sich jeder in folgender Weise leicht herstellen: Einen rechteckigen Klotz säge man entzwei, so daß zwei rechtwinklige prismatische Keile entstehen. Die durch den Schnitt entstandenen Hypotenusenflächen dieser Keile beklebe man mit Samt. Wenn man dann die beiden Keile mit den bezogenen Flächen aufeinander legt, so kann man sie gegeneinander verschieben und dadurch ihre Gesamthöhe um beliebig kleine Beträge verändern. Die Reibung der beiden Samtbekleidungen aneinander ist ausreichend, um innerhalb nicht gar zu weiter Grenzen und bei nicht allzu hoher Belastung jede beliebige Einstellung zu ermöglichen. — Ist die zu tragende Last größer, so bedient man sich mit Vorteil des in Fig. 6 veranschaulichten

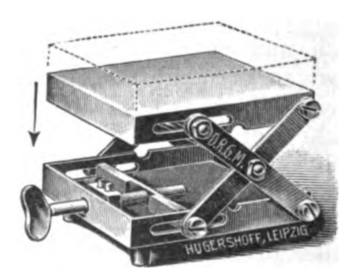


Fig. 6.

„verstellbaren Laboratoriumklotzes" nach F. Krüger. Auch dieser Apparat ist in seiner Konstruktion recht einfach. Seine obere Tischplatte wird von einer Scherenverbindung getragen. Das eine Paar der Scherenflügel (in der Figur links) wird in zwei Schlitzpaaren geführt. Durch Vortreiben oder Zurückziehen dieser Führung wird die Tragplatte gehoben bezw. gesenkt. Die Bewegung dieser Führung, und dadurch mittelbar die Höhenverstellung, geschieht durch eine Schraube mit abnehmbarem Schlüssel. Der

Apparat wird auch mit mehrfacher Scherenführung (Nürnberger Schere) gebaut und gestattet dann eine Höhenverstellung in noch weiteren Grenzen.

In Fällen, wo man eine sichere Führung mittels Schlitten und Schienen verlangt, erscheint mir die, meines Wissens von O. Leppin erdachte Anordnung der üblichen überlegen. Bei dieser Anordnung, die in Fig. 7 im Quer-

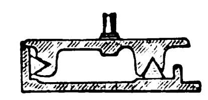


Fig. 7.

schnitt wiedergegeben ist, greifen die Schlitten nicht, wie üblich, von oben her über eine einzige Schiene. Wir haben hier durchweg zwei Schienen, und diese haben, wie die Figur erkennen läßt, die Gestalt dreiseitiger Prismen. Entsprechend sind die beiden Schlittenkufen mit V-förmigen Nuten versehen. Es greift aber nur die eine Nute von oben her über die Schiene, während die andere Nute die zugehörige Schiene von der Innenseite her umfaßt. Der Vorteil dieser Anordnung liegt auf der Hand: die Führung ist sehr sicher, und ein Entgleisen oder Herabfallen etwa ungleichmäßig belasteter Schlitten infolge seitlich angreifenden Zuges ist ausgeschlossen. Die Schlitten können, wenn sie von der Führung abgehoben werden, mit ihrer Unterfläche auf jeder Tischplatte sicher stehen. Bei geringerer Beanspruchung kann man die Ausführung dadurch wohlfeiler gestalten, daß man die prismatischen Schienen und V-förmigen Nuten durch solche von halbkreisförmigem Querschnitt ersetzt.

Eine sehr einfache Schlittenvorrichtung hat vor einigen Jahren Herr E. Grimsehl[1]) angegeben. Die in diesem Falle speziell als optische Bank gedachte Vorrichtung, die in ihrer für diesen Zweck dienenden Gesamtheit durch Fig. 8 veranschaulicht wird, läßt sich natürlich auch für andere Zwecke anwenden. Als Schiene benutzt Herr Grimsehl, wie Fig. 8 erkennen läßt, einen gewöhnlichen Holzmaßstab von recht-

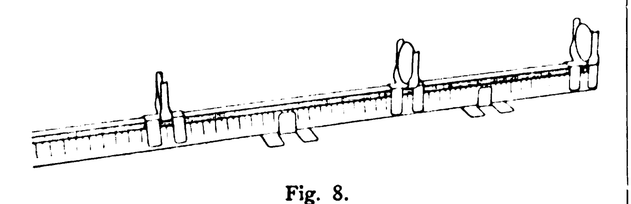


Fig. 8.

1) E. Grimsehl, Schülerübungen aus der Optik (5.) — Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterr. 17, 205, 1904. Dieser Veröffentlichung sind auch die drei hier abgedruckten Figuren (8, 9, 10) entnommen.

eckigem Querschnitt, der auf zwei Füßen ruht. Diese Füße (siehe Fig. 9) werden aus schwarz gebeiztem Messingblech in einfachster Weise dadurch hergestellt, daß man durch seitliche, bis nahe an die Mitte geführte, Einschnitte das mittlere Dritteil des Bleches lockert und zu einer federnden Klemme aufwärts biegt. Aus dem gleichen Material wie die Füße der Schiene werden die Schlitten in ganz ähnlicher Weise hergestellt, nur biegt man hier die beiden äußeren Enden zu federnden Klemmen abwärts, während man die mittlere, aufwärts gebogene Klemme möglichst dem zu tragenden Gegenstande anpaßt (siehe Fig. 10).

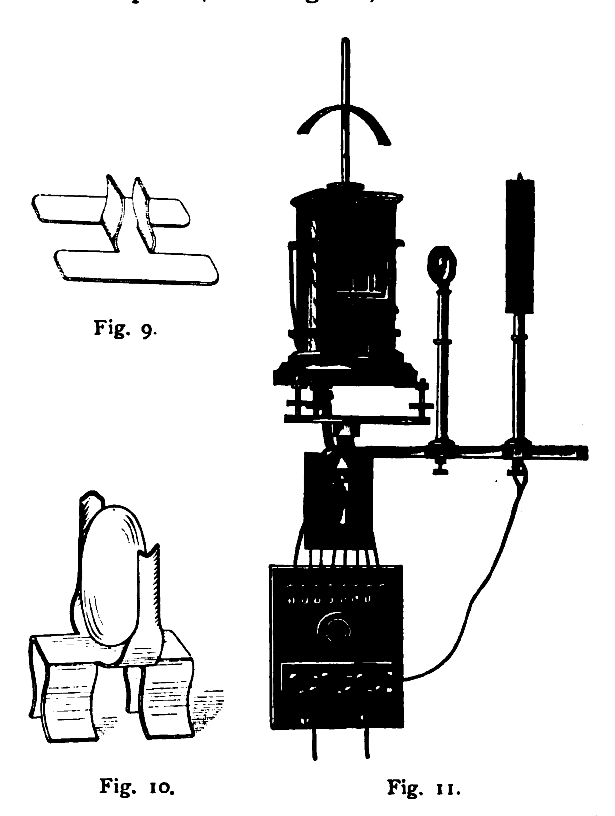


Fig. 9.

Fig. 10. Fig. 11.

Dem häufig auftretenden Bedürfnisse, verschiedene Teile einer Versuchsanordnung unabhängig voneinander um eine gemeinsame Achse drehen zu können, kommt eine Konsole entgegen, welche meines Wissens der Firma Leppin & Masche geschützt ist und von der genannten Firma auch in Tischform geliefert wird. Mit Hilfe dieser Vorrichtung kann man die einzelnen Teile des Aufbaues gegeneinander verstellen, ohne die oft mit großer Mühe erreichte Zentrierung stören zu müssen. Fig. 11 zeigt eine solche Konsole mit Apparaten besetzt[1]).

Die Messung kleiner Zeiten läßt sich mit

1) In dieser Figur wird durch eine Versuchsanordnung, bestehend aus einem Galvanometer älterer Konstruktion und einer Beleuchtungsvorrichtung, die Einrichtung der Konsole und die Möglichkeit der Zentrierung veranschaulicht.

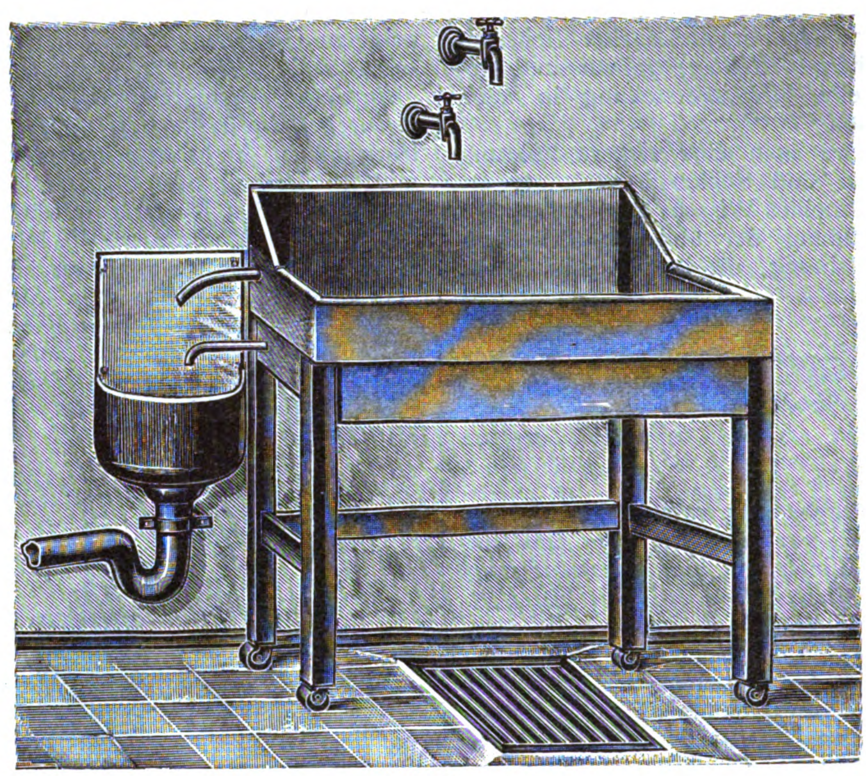


Fig. 12.

einer für viele Zwecke ausreichenden Genauigkeit auch ohne Stoppuhr und Metronom ausführen, worauf ich bereits früher hingewiesen habe[1]). Wie nämlich längst nicht allgemein bekannt ist, tickt eine Taschenuhr Fünftelsekunden. Eine Ausnahme von dieser Regel bilden einige wohlfeile amerikanische Fabrikate, die, ebenso wie die meisten Weckeruhren, Viertelsekunden angeben.

Oft macht sich der Übelstand fühlbar, daß es nicht leicht zu ermöglichen ist, am Arbeitsplatze ein größeres Ausgußbecken oder größere Wassermengen zur Verfügung zu haben. Wie sich diesem Übelstande verhältnismäßig leicht abhelfen läßt, zeigt Fig. 12. Wir sehen hier einen großen Wassertrog auf Rollen gesetzt. Das Abfluß- und das Überlaufrohr (in der Figur links) führen nicht unmittelbar in die Abflußleitung, sondern enden frei. Der gewöhnliche Platz dieses fahrbaren Troges ist unter den Zuflußhähnen der Wasserleitung. Die beiden Ablaufröhren enden dann über einem Ausgußbecken. Man kann nun das Abflußrohr des Troges verschließen, den Trog unter der Leitung mit Wasser füllen und ihn dann gefüllt an einen beliebigen Platz des Zimmers bringen. Man kann aber auch von der Wasserleitung zum Arbeitsplatz und von dort aus, am Abflußrohr des Troges beginnend, zum Ausgußbecken Schlauchleitungen führen. Ein solcher Trog kann u. a. in der Dunkelkammer unschätzbare Dienste leisten.

In Fällen, wo zur Herstellung einer längeren Schlauchleitung die Verwendung mehrerer Schlauchstücke erforderlich ist, wird man sich zweckmäßig des in Fig. 13 abgebildeten Schlauchverbindungsstückes bedienen. Dieses gestattet durch seine stufenförmige Verjüngung die Verbindung von Schläuchen mit verschiedener Lichtweite, während die Wulste einen sicheren Schutz



Fig. 13. Fig. 14.

gegen ein Abgleiten bieten, den ein gewöhnliches Glasrohr nicht gewährt. Solche Verbindungsstücke lassen sich leicht aus Glasrohr herstellen. In anderem Material (Messing) sind sie in den einschlägigen Geschäften zu ganz niedrigem Preise käuflich. In diesem Zusammenhange müssen auch die — gleichfalls aus Glas oder Messing gefertigten — T- bzw. Y-förmigen Schlauchverbindungsstücke (Fig. 14—16) erwähnt werden, die bei Verzweigungen der Schlauchleitungen großen Nutzen bieten.

Ich wende mich nun der Besprechung der Gasbrenner zu. Der Bunsenbrenner gehört zum

1) Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterr. **18**, 224, 1905.

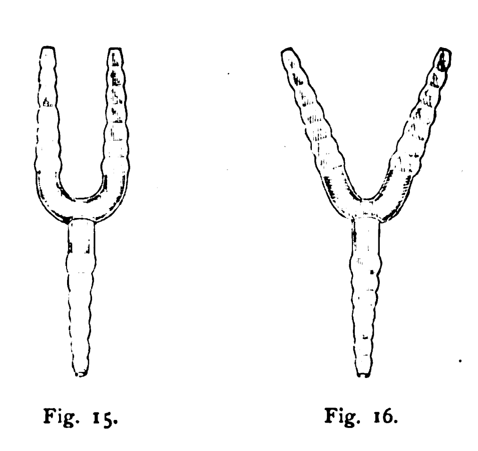


Fig. 15. Fig. 16.

eisernen Bestande unserer Laboratorien, indessen begegnen wir ihm meist in seiner altehrwürdigen Form. Dieser Form nun haften mancherlei Mängel an. Beispielsweise können irgendwelche Körper, die von oben her in das Brennerrohr hineinfallen oder hineintropfen, die Gasausströmungsöffnung leicht verstopfen. Will man während einer Arbeitspause um der Gasersparnis willen oder sonst aus Zweckmäßigkeitsgründen die Gaszufuhr vermindern, so hat man das lästige Zurückschlagen der Flamme zu befürchten. Die Liste derartiger Übelstände ließe sich unschwer erweitern. Nun haben aber bereits seit längerer Zeit eine Reihe einschlägiger Firmen zahlreiche verbesserte Formen des Bunsenbrenners in den Handel gebracht, die durchaus geeignet sind, den genannten Übelständen abzuhelfen. Wenn trotzdem diese verbesserten Brenner ungeachtet ihres kaum höheren Preises nur vereinzelt Eingang in die physikalischen Laboratorien gefunden haben, so ist dies wohl nur dadurch zu erklären, daß sie noch nicht allgemein genug bekannt sind. Aus dieser Erwägung heraus erachte ich es für angebracht, einige dieser Brennerformen hier zu besprechen. Ihre Zahl ist aber so groß, daß ich nur einige wenige, mir besonders zweckmäßig erscheinende Haupttypen erwähnen kann.

Ein Verschmutzen des Brennrohres ist bei der überaus einfachen Brennerkonstruktion nach Allihn (von der Firma Warmbrunn, Quilitz & Co. hergestellt) so gut wie ausgeschlossen. Fig. 17 und 18 zeigen diesen Brenner. Wir sehen in Fig. 17 den gebrauchsfertigen Brenner in seinen Fuß eingeschraubt; Fig. 18 veranschaulicht den Brenner ohne Fuß, wie er bequem in irgendeine Klemme eingespannt werden kann. Der eigentliche Brenner besteht, wie aus der Figur ersichtlich, aus dem Brennrohr AC und dem seitlich angesetzten Gaszuführungsrohr B. Während der gewöhnliche Bunsenbrenner eine in den Fuß eingeschraubte Gasausströmungsspitze besitzt, fällt solche hier fort. Das Gas tritt vielmehr durch die feine Öffnung in der Wandung des Rohres AC

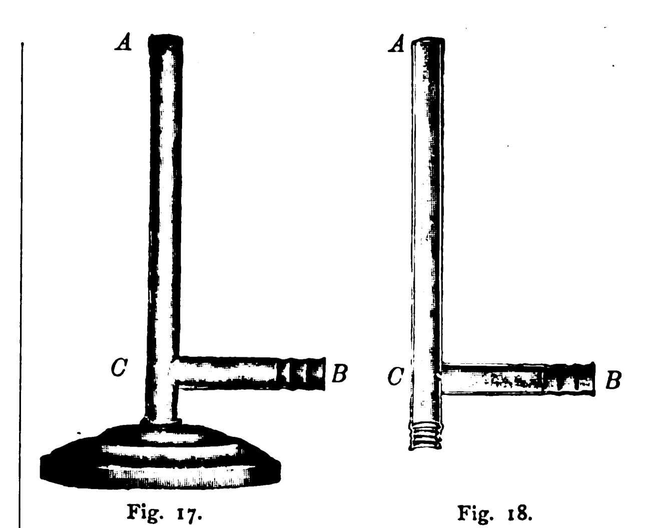


Fig. 17. Fig. 18.

an der Ansatzstelle von B ein. Die Luftzufuhr erfolgt von unten her, durch C, ähnlich wie bei dem in Fig. 19 abgebildeten Brenner nach Marshall. Offenbar wird durch das überall gleich weite und durch keine Ausströmungsspitze verengte, unten offene Rohr AC jeder

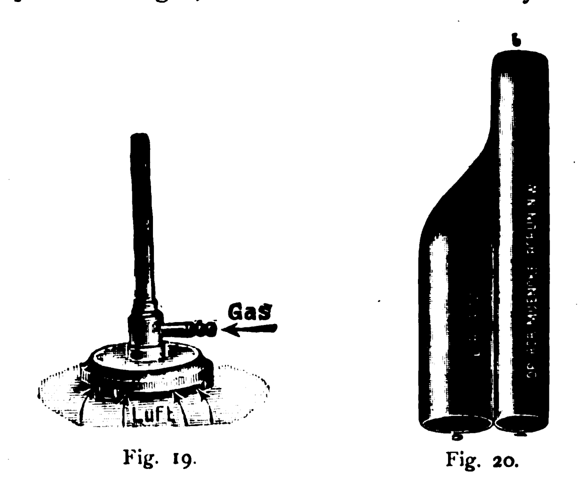


Fig. 19. Fig. 20.

Fremdkörper glatt hindurchfallen. Sollte sich die Gaseinströmungsöffnung in der Rohrwandung durch Kohleteilchen oder dergleichen verstopfen, so braucht man nur die gegenüberliegende, für gewöhnlich durch eine kleine Schraube verschlossene Öffnung frei zu machen, von hier aus eine feine Nadel einzuführen, und mit dieser die Gaszuführungsöffnung zu säubern.

Einer Verunreinigung vorhandener Bunsenbrenner älterer Konstruktion durch hereinfallende Fremdkörper kann man durch Verwendung des in Fig. 20 abgebildeten Aufsatzstückes begegnen. Die Wirkungsweise dieses Aufsatzes ist so einleuchtend, daß ich hierauf nicht weiter einzugehen brauche.

Sehr bequem sind Brenner mit kleiner Sparflamme, die beim Schließen des Hahnes weiter brennt und beim Öffnen des Hahnes die Haupt-

flamme wieder entzündet (Fig. 21). Ein Zurückschlagen der Flamme, mag sie auch noch so klein sein, wird bei dem in Fig. 22 abgebildeten

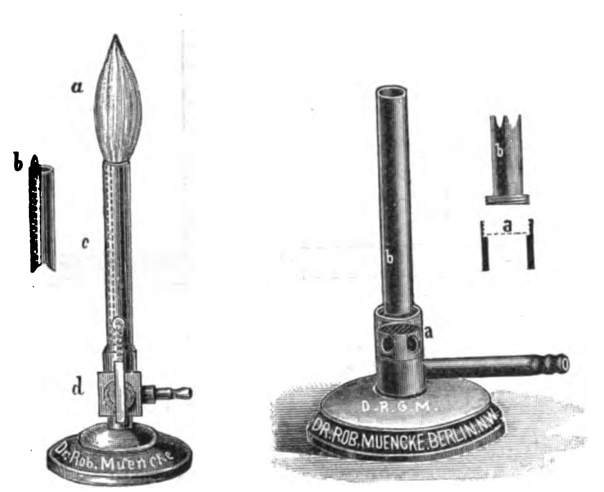


Fig. 21. Fig. 22.

Brenner durch ein kleines Drahtnetz verhindert, das bei *a* in das Unterteil des Brenners eingelegt ist. Das Brennerrohr *b* wird darüber geschraubt. Diese Ausführungsform ist Herrn Dr. Robert Muencke in Berlin geschützt. Einem ähnlichen Zwecke dient eine Brennerform derselben Firma, die durch einen Stellring gekennzeichnet ist. Dieser Stellring schließt gleichzeitig die Gaszufuhr und die Luftzufuhr ab; hierdurch wird erreicht, daß stets eine der Gaszufuhr angemessene Luftmenge in das Brennerrohr eintritt, der Flamme also immer das günstigste Gasgemisch zugeführt wird. Infolgedessen kann selbst die kleinste Flamme niemals zurückschlagen.

Auch der, gleichfalls der genannten Firma geschützte, Brenner nach Engler (Fig. 23) verdient hier Erwähnung. Die Vorteile dieses Brenners bestehen darin, daß man durch Handhabung eines und desselben Stellgriffes nach

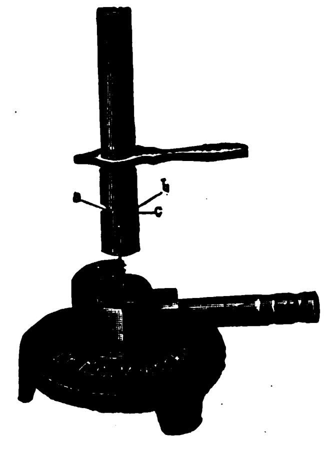


Fig. 23.

Belieben eine der Öffnungen *a*, *b*, *c* des Brennrohres vor die Gaszuführungsöffnung bringen und damit entweder eine entleuchtete blaue Heizflamme, oder eine leuchtende weiße Flamme, oder eine ganz kleine Flamme erhalten kann. Die Gaszufuhr erfolgt hier, wie bei dem weiter oben beschriebenen Allihnschen Brenner, von der Seite her, die Luftzufuhr von unten, so daß auch bei diesem Brenner ein Verschmutzen des Brennrohres völlig ausgeschlossen erscheint. Auch ein Zurückschlagen der Flamme wird durch die richtig bemessene Gaszufuhr vermieden.

In Deutschland kaum bekannt ist eine Brennerform, die seit einigen Jahren in Frankreich große Verbreitung erlangt hat. Es ist der „Bec Méker", der von der Firma Leune, rue du Cardinal Lemoine, Paris, vertrieben wird. Fig. 24 zeigt

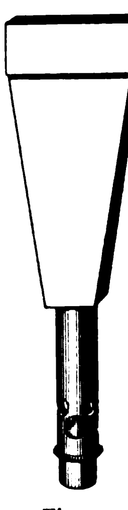


Fig. 24.

diesen Mékerbrenner[1]). Er hat eine rechteckige Ausströmungsöffnung, die von einer großen Zahl kleiner, rostartig angeordneter Nickelplatten durchsetzt ist. Diese Vorkehrung ermöglicht eine starke Luftzufuhr ohne die Gefahr eines Zurückschlagens der Flamme. Der Brenner wird in verschiedenen Größen hergestellt. Bei einem Querschnitt der Ausströmungsöffnung von 2×5 cm beträgt die Flammenhöhe etwa 12 cm. Eine Ausführungsform für Speisung mit Generatorgas wird bis zu 13 cm Seitenlänge der Ausströmungsöffnung gebaut. Herr Méker erreicht angeblich mit seinem Brenner in einem Muffelofen Temperaturen bis zu 1600^0[2]).

Von weiteren praktischen Brennertypen,

1) Diese Figur entstammt der Arbeit des Herrn Hans Schmidt, „Prüfung der Strahlungsgesetze der Bunsenflamme". Diss. Berlin, 1909. — Für die Genehmigung zum Abdruck bin ich Herrn Schmidt, sowie der Verlagsanstalt Friedrich Vieweg & Sohn zu Dank verpflichtet.

2) Vgl. den Bericht der Herren Moulin und Saphores über die Ausstellung der Société française de Physique, diese Zeitschr. **10**, 390, 1909.

deren es ungezählte gibt, möchte ich nur noch einige wenige ganz kurz erwähnen: so einen ganz aus Porzellan hergestellten Brenner; einen Mehrfachbrenner, dessen einzelne Flammen nach Belieben durch einen einfachen Handgriff ausgeschaltet werden können; schließlich noch Brenner, die für jede beliebige Brenngassorte verwendbar sind. Es würde zu weit führen, wollte ich eine ausführliche Beschreibung all dieser Brenner geben. Die wenigen angeführten Beispiele zeigen schon zur Genüge, daß man leicht und ohne erhebliche Kosten das Geeignete erhalten kann, daß man nicht mehr auf den altehrwürdigen Bunsenbrenner allein angewiesen ist, und daß vor allen Dingen den oben genannten Hauptübelständen dieses Brenners unschwer abgeholfen werden kann[1]). —

Mancherlei Schwierigkeiten entstehen bei der Beleuchtung der photographischen Dunkelkammer. Ein einfaches und billiges Auskunftsmittel besteht darin, die Fenster des in eine Dunkelkammer zu verwandelnden Raumes mit einigen Lagen gewöhnlichen braunen Packpapiers zu verkleiden. Ich habe dieses Mittel an hellen Sommertagen mit bestem Erfolg in einem vierfenstrigen Gasthauszimmer angewandt.

Eine sehr angenehme Beleuchtung des Arbeitsplatzes in der Dunkelkammer erzielt man durch eine elektrische Glühlampe von der bekannten Röhrenform, die man in horizontaler Lage hinter bezw. über einer Rubinglasplatte anordnet (siehe Fig. 25 bis 27). Die horizontale Anordnung der

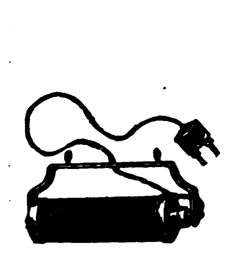


Fig. 25.

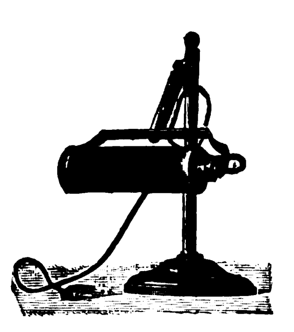


Fig. 26.

Lampe gestattet offenbar die beste Ausnutzung ihrer Lichtstrahlung am Arbeitsplatze selbst. Man kann natürlich eine solche Röhrenlampe auch in einem Rubinglaszylinder anordnen. — Glühbirnen aus rotem Glase sind nicht immer einwandfrei und daher vorher spektral zu untersuchen.

Die Orientierung in der Dunkelkammer und

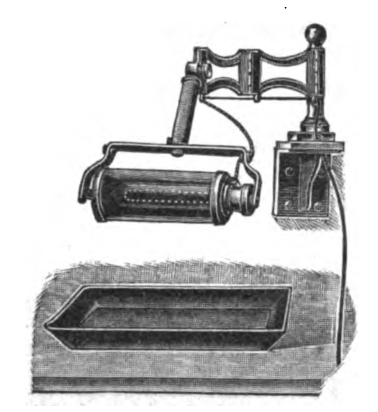


Fig. 27.

im verdunkelten Arbeitsraum überhaupt kann man sich nach dem Vorgange des Herrn H. J. Reiff[1]) durch kleine Leuchtschilder erleichtern.

Die Poggendorffsche Ablesung mit Fernrohr, Spiegel und Skala läßt sich durch einige Hilfsmittel bequemer gestalten, die ich jetzt erwähnen will. In erster Linie ist die seitlich beleuchtete Glasskala zu nennen, die von F. F. Martens angegeben worden ist[2]). Bei dieser Skala, die in Fig. 28 abgebildet ist, erscheinen die Marken hell auf dunklem Grunde. Diese Skala ist gegenüber den gewöhnlich zur Spiegelablesung benutzten Papierskalen, bei denen die Teilstriche mit schwarzem Farbstoff aufgetragen sind, durch eine Reihe von Vorzügen ausgezeichnet. Zunächst sind die einzelnen Intervalle konstanter, weil die Marken auf der Teilmaschine hergestellt werden und das Skalenmaterial starrer ist. Die Teilstriche sind wesentlich feiner herzustellen, als es mit irgendeinem Farbstoff möglich ist. Die Beleuchtung ist längs der ganzen Skala gleichmäßig stark. In Verbindung mit dieser Skala verwendet man zweckmäßig das von V. Wellmann[3]) angegebene Okular mit Lichtlinie. In diesem Okular (siehe Fig. 29) ist die Fadenmarke durch einen Diamantstrich auf einer Glasplatte (in der Fig. 29 durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet) ersetzt. Wird diese Platte von ihrer hohen Kante her seitlich beleuchtet, so erscheint die Marke als feiner heller Strich auf dunklem Grunde. Richtet man hingegen das Fernrohr gegen das Helle, so erscheint der Strich dunkel auf hellem Grunde.

Will man eine Papierskala benutzen, ohne auf den Vorteil einer gleichmäßigen Helligkeit längs der ganzen Skala zu verzichten, so kann man mit Erfolg die, ursprünglich für Dekorationszwecke gedachte, „Spezialröhrenlampe" der Firma Schwabe & Co. in Berlin verwenden.

1) Auf die von Beckmann angegebene Brennerform für Spektraluntersuchungen gehe ich hier nicht ein, weil es, wie eingangs erwähnt, außerhalb meines Rahmens liegt, Spezialapparate anzuführen, selbst wenn sie so vorzüglich und zweckmäßig sind wie diese. Übrigens hat Herr Kreusler (Verh. d. D. Phys. Ges. **7**, 59, 1905) einen ähnlichen Brenner für Thalliumlicht angegeben.

1) Diese Zeitschr. **8**, 826, 1907.
2) Zeitschr. f. Instrkde. **17**, 298, 1897.
3) Astron. Nachr. **127**, 266, 1891.

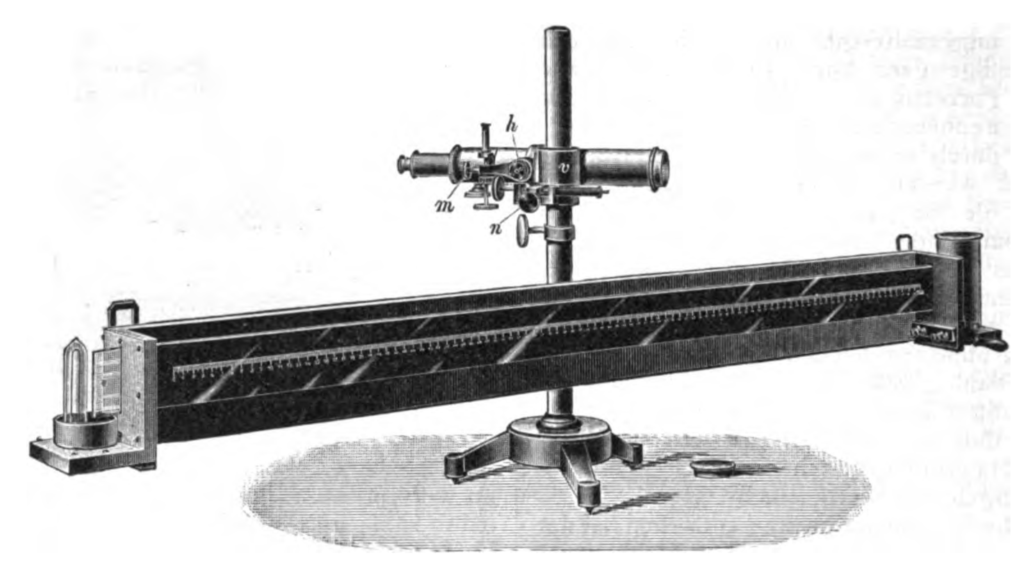


Fig. 28.

Diese Fadenglühlampe zeichnet sich durch folgende gute Eigenschaften aus: Sie enthält nur einen einfachen, gerade ausgespannten Glühfaden, ist also auf ihrer ganzen Länge gleich-

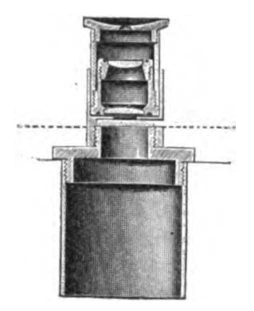


Fig. 29.

mäßig hell. (Dieser gerade Faden kann unter Umständen auch als Lichtlinie gute Dienste leisten.) Die Glaswandung der Lampe ist etwa auf der Hälfte ihres Umfanges ihrer ganzen Länge nach versilbert, so daß sie als Reflektor wirkt. Die Röhrenlampe trägt an jedem Ende einen Messingschuh, der mit dem Glühfaden metallisch verbunden ist, also als Elektrode dient; demnach ist jedes Ende der Lampe ein Pol. Die Stromentnahme erfolgt durch besondere federnde Fassungen, von denen jede nur mit einem Pole der Stromquelle in Verbindung steht. Die Montierung der Lampe ist die denkbar einfachste: Man klemmt nur die Lampe mit ihren Polschuhen in die federnden Fassungen ein. Alles Schrauben kommt in Wegfall. Da die Pole durch die ganze Lampenlänge voneinander getrennt sind, so kann die Gefahr eines Kurzschlusses als ausgeschlossen gelten; überdies lassen sich zu größerer Sicherheit auf die Fassungen noch gleichfalls federnde Schutzkappen aufsetzen. Will man mehrere Lampen der Länge nach hintereinander schalten, etwa um eine längere Skala zu beleuchten, so schaltet man zweckmäßig nach dem Schema $+-$, $-+$, $+-$ usf.

Ein Verfahren, die bei der Ablesung oftmals so sehr störenden Vertikalschwankungen des aufgehängten Spiegels unschädlich zu machen, hat vor einigen Jahren Edwin F. Northrup vorgeschlagen[1]). Herr Northrup ersetzt den üblichen Spiegel durch ein System von zwei kleinen Planspiegeln, die unter einem rechten Winkel gegeneinander geneigt sind und so an dem beweglichen System befestigt sind, daß ihre Berührungskante horizontal verläuft, und daß die Ebene jedes der beiden Spiegel mit der Horizontalebene einen Winkel von 45^0 bildet. Eine einfache Überlegung ergibt, daß bei einer Drehung des Spiegelsystems um eine horizontale Achse das Skalenbild im Fernrohr keine Verschiebung erfährt, sondern feststeht. Der kleine Nachteil, den der Intensitätsverlust infolge der zweimaligen Reflexion unter größerem Winkel an den geneigten Spiegelflächen mit sich bringt, dürfte gegenüber dem Vorteil, den das ruhende Skalenbild bei der Beobachtung bietet, gern mit in den Kauf genommen werden.

Die Galvanische Metall-Papier-Fabrik in Berlin liefert Papier mit einem Überzug von Nickel, Kupfer oder Silber zu niedrigen Preisen. Die metallische Oberfläche ist auf Hochglanz poliert. Diese Metallpapiere sind für mancherlei Zwecke verwendbar, beispielsweise als Strahlungsschutz gegen Wärmestrahlung, als elektrostatischer Schutz usw. Vielleicht ließen sich aus dem Silberpapier auch kleine Spiegelchen für Galvanometer und ähnliche Apparate anfertigen.

1) Electrician 59, 188, 1907.



Es mögen nunmehr einige Hilfsmittel für elektrische Arbeiten Erwähnung finden: Zunächst einige Vorkehrungen zur Gewährleistung guter und sicherer Kontakte. Der dauerhafteste Kontakt dürfte wohl stets durch Verlöten erreicht werden. Es sei deshalb bei dieser Gelegenheit auf die vielen in den letzten Jahren auf den Markt gebrachten und teilweise genügend erprobten Lötmittel, wie Löthan, Ferrolöthan, Tinol u. a. m. hingewiesen, die auffallenderweise noch keineswegs allgemein bekannt und eingeführt sind, trotzdem sie das Löten in kürzester Zeit gestatten und besonders in solchen Fällen von Nutzen sind, wo der Lötkolben nicht gut anzuwenden ist.

Da die elektrischen Apparate im allgemeinen mit sehr verschiedenartigen Klemmen ausgestattet sind, so ist es für den Experimentator überaus vorteilhaft, Verbindungsschnüre mit entsprechend verschiedenen Endstücken jederzeit zur Hand zu haben. Dabei ist es wünschenswert, jede Schnur sofort mit jedem beliebigen Endkontakt ausrüsten, also die einzelnen Endkontakte ohne weiteres gegeneinander auswechseln zu können. Diesem Bedürfnis entsprechen die in Fig. 30[1]) (*a*—*e*) dargestellten Ausführungs-

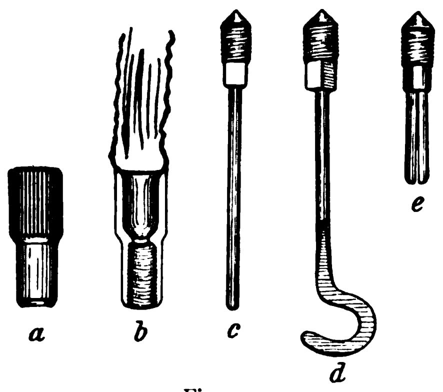


Fig. 30.

formen, die von Herrn Szymánski, dem Direktor der ersten Berliner Handwerkerschule, ersonnen worden sind. Zur Erläuterung der Figur ist folgendes zu bemerken: Das Stück *a*, das in *b* im Durchschnitt wiedergegeben ist, sitzt dauernd an der Verbindungsschnur fest, und zwar ist es mit dieser nicht durch Einlöten verbunden, da derartige Lötstellen erfahrungsgemäß sehr leicht brechen und dann die Sicherheit des Kontaktes empfindlich stören. Die Befestigung des Stückes *a* an der Leitungsschnur erfolgt deshalb in der Weise, daß die Endkonusse der Einschraubstifte (*c*, *d*, *e*) fest gegen das Gehäuse gepreßt werden. Um einen einwandfreien und völlig zuverlässigen Kontakt zu gewährleisten, legt man zweckmäßig noch zwischen Endkonus und Gehäuse ein wenig Stanniol. Die Litzenumhüllung wird mit Paragummi befestigt. Bei dieser Anordnung kann man ganz nach Bedarf die verschiedenen Anschlußstücke, wie Stift (*c*), flachen Haken (*d*), Steckkontakt (*e*) schnell gegeneinander auswechseln, ohne befürchten zu müssen, daß die Litze sich während des Ausschraubens lockern könnte. Es empfiehlt sich, den verschiedenen Stromstärken bezw. Litzendurchmessern entsprechend auch die Endstücke in verschiedenen Größen vorrätig zu halten.

1) Diese Figur ist nach Vorlagen hergestellt worden, die Herr Br. Glatzel in liebenswürdiger Weise zur Verfügung gestellt hat. Das Klischee wurde von der Verlagsanstalt B. G. Teubner zum Abdruck an dieser Stelle freundlichst hergeliehen.

Gute und sichere Kontakte werden auch durch die Quecksilber-Kontakt-Näpfe der Frankfurter Physikalischen Werkstätten gewährleistet. Ein solcher Kontaktnapf ist in Fig. 31 wiedergegeben, während Fig. 32 einen Vertikalschnitt



Fig. 31.

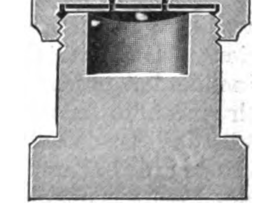


Fig. 32.

durch den Napf darstellt. Wie die letztere Figur erkennen läßt, wird der aus isolierendem Material gefertigte Napf durch einen aufgeschraubten Deckel verschlossen. Durch diesen Deckel führen vier konische Löcher. Unmittelbar unter dem Deckel liegt eine Kautschukplatte, die durch eine Metallscheibe fest an den Deckel angepreßt wird. Die Metallscheibe ihrerseits wird von vier Löchern durchsetzt, die denen des Deckels genau entsprechen. Der Hohlraum unter der Metallscheibe wird mit Quecksilber gefüllt. Die Wandungen dieses Hohlraumes sind paraffiniert. Will man nun einen Kontakt zwischen zwei Drähten herstellen, so führt man deren Enden durch je eines der konischen Löcher des Deckels ein; dabei wird die dünne Kautschukplatte durchstoßen und legt sich fest um den Draht, der seinerseits durch das Loch in der Metallscheibe hindurch in das Quecksilber eintaucht. Wird der Draht wieder herausgezogen, so schließt sich die Kautschukplatte sogleich wieder. Das Quecksilber ist also immer nach außen hin abgeschlossen und kann daher weder verspritzt noch verschmutzt werden. Etwa abgenutzte Kautschukplatten lassen sich für wenige Pfennige

ersetzen. Der starke Sockel des Kontaktnapfes gestattet ein Anschrauben von unten her an Grundbretter anderer Apparate usw. Infolge ihres niedrigen Preises dürften diese Quecksilber-Kontakt-Näpfe bald größere Verbreitung erlangen.

Der oftmals mangelhafte Kontakt, den die übliche Klemmschraube liefert, dürfte durch die Federklemme, die in Fig. 33 abgebildet ist,

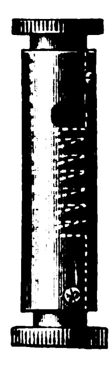
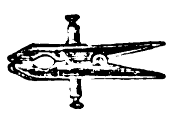
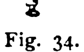


Fig. 33.

verbessert werden. Wie in der Figur angedeutet ist, enthält diese Klemme scherenartig ineinandergreifende Körper, welche mittels Federdruckes die zu verbindenden Drähte fassen. — Für den Anschluß an blanke Drähte oder Bleche können die bekannten hölzernen Kopierklammern des Photographen zweckmäßig Verwendung finden, wenn sie, wie in Fig. 34, mit Metallstreifen und Klemmschrauben ausgestattet werden. — Überaus zweckmäßig erscheint mir auch eine Anordnung, die ich kürzlich bei einem Arbeiter sah, der seitens des Amtes zur Prüfung meines Fernsprechanschlusses entsandt war. An die





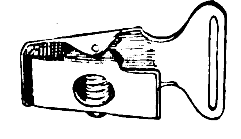


Fig. 34. Fig. 35.

freien Enden der an seinen Kontrollapparat angeschlossenen Drähte war je eine kleine Klammer angelötet, wie sie Fig. 35 zeigt, Klammern, die man als Huthalter oder als Krawattenklammern für wenige Pfennige überall erhalten kann. Mit Hilfe dieser einfachen und billigen Einrichtung läßt sich der Apparat augenblicklich überall anschließen.

Eine einfache und überaus bequeme Vorrichtung für die rasche Herstellung von Glühlampenwiderständen, die übrigens unter Umständen auch für andere Fälle, etwa für Beleuchtungszwecke, Verwendung finden kann, besitzen wir in den Illuminationsfassungen der Firma Siemens & Halske. Diese Fassungen tragen die Zuleitungen in Gestalt von Streifen aus Kupfer- oder Messingblech an zwei einander diametral gegenüberliegenden Stellen, so daß ein Kurzschluß kaum zu befürchten ist. Die Zuleitungsbleche sind unten zu federnden Klemmen umgebogen, die mit Leichtigkeit gut schließend an den beiden Leitungsdrähten befestigt werden können. Die Leitungsdrähte ihrerseits werden blank auf Isolierknöpfen parallel zueinander ausgespannt.

Für die Verlegung blanker Leitungen kommt als vortreffliches Hilfsmittel das „Ferronit" in Betracht. Dies ist ein sehr hartes Isoliermaterial, das von der Harburger Gummi-Kamm-Co., Dr. Heinrich Traun, in den Handel gebracht wird. Die genannte Firma stellt aus Ferronit Nägel, Haken, Schrauben und Krampen in den verschiedensten Formen her, die sich leicht in Holz eintreiben lassen. (Man vermeide indessen, dabei einen Stahlhammer zu benutzen!)

Das übliche Isoliermaterial für Kupferdrähte, wie sie in Spulen zur Anwendung gelangen, war bislang eine Umspinnung mit Baumwolle oder, wo es auf Raumersparnis ankam, mit Seide. Diesem Isolationsverfahren haften aber große Mängel an. Zunächst ist das Umspinnungsmaterial mehr oder minder hygroskopisch; es ist ferner keineswegs säurefest; wegen seiner geringen Wärmeleitfähigkeit werden die Spulen bei Stromdurchgang rasch erwärmt, und die obere Grenze für die Temperaturbeanspruchung umsponnener Drähte beträgt etwa 80 bis 90^0 C. Der Hauptnachteil besteht aber in dem großen Raumverlust durch die Isolation. Einen Fortschritt nach dieser Richtung hin bedeutete es, als es in den ersten Jahren dieses Jahrhunderts in Amerika gelang, Drähte bis hinab auf etwa 0,2 mm Durchmesser mit einem isolierenden Überzuge von Zellulose-Tetraazetat zu überziehen. Die Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin nahm dann in Deutschland die Fabrikation dieses „Azetatdrahts" auf. Es gelang ihr aber bald, noch wesentlich dünnere Drähte in ähnlicher Weise durch einen Überzug zu isolieren, der aber nunmehr aus einer Emaille besteht. Die Gesellschaft stellt statt des Azetatdrahts jetzt nur noch den „Emailledraht" her, auf dessen Vorzüge ich hier etwas näher eingehen muß, da sie nach meinen Erfahrungen keineswegs allgemein bekannt sind. Zunächst ist die Raumausnützung eine wesentlich günstigere; beispielsweise beträgt der äußere Durchmesser eines isolierten 0,1 mm starken Kupferdrahts bei einfacher Umspinnung mit Baumwolle 0,18 mm, bei einfacher Umspinnung mit Seide 0,15 mm und bei Isolierung mit Emailleüberzug 0,12 mm. Das Isolationsmaterial ist so widerstandsfähig, daß man den Emailledraht auf Rollen von drei- bis vierfacher Stärke seines Eigendurchmessers

ungefährdet aufwickeln kann. Wegen des größeren Wärmeleitvermögens der Emaille ist die Erwärmung durch den Strom nicht so schädlich wie bei umsponnenem Draht; überdies erträgt die Emaillehülle Temperaturen bis zu 150° C dauernd ohne Schädigung; man kann deshalb in vielen Fällen bei Anwendung von Emailledraht mit geringeren Drahtstärken auskommen als bei Benutzung umsponnenen Drahtes. Die Durchschlagsspannung der Emaille-Isolation ist weit höher als die der Baumwoll- oder der Seidenbespinnung. Schließlich ist für die Verwendbarkeit des Emailledrahts noch wichtig, daß ihn Säuren erst bei höherer Konzentration angreifen. Alkalien vermag er indessen nicht standzuhalten. Benzin, Benzol, Alkohol und Azeton beschädigen ihn nur in der Wärme; vor der Einwirkung von Terpentin, Chloroform und Tetrachlorkohlenstoff muß er dagegen unbedingt geschützt werden[1]).

Handelt es sich darum, Gase, die man in Glasröhren eingeschlossen hat, zusammenzubringen, ohne den Verschluß zu öffnen, so empfiehlt sich die Verwendung der von Herrn K. Prytz[2]) angegebenen „porösen Kontakte". Es sind dies mittels Siegellacks in die Röhren eingekittete Schamottepfropfen. Die eine der beiden zu verbindenden Röhren trägt oben — oberhalb des Pfropfens — eine trichterartige Erweiterung, welche mit Quecksilber gefüllt ist. Das Quecksilber kann durch den Schamottepfropfen nicht hindurchdringen. In dieses Quecksilber taucht die andere, unten mit dem Stopfen versehene Röhre. Will man nun die beiden Gase zur Vereinigung bringen, so nähert man die Röhren einander so lange, bis die Schamottepfropfen zur gegenseitigen Berührung gelangen. Die Gase mischen sich dann durch Diffusion, da Schamotte für Gase völlig durchlässig ist. Diese Methode hat in neuester Zeit durch Herrn Alfred Stock[3]) insofern eine Verbesserung erfahren, als die Schamotte durch ein Gemisch aus Ton mit Wasserglas und Gummilösung ersetzt worden ist. Herr Stock rühmt seiner Mischung größere Porosität und größte Widerstandsfähigkeit gegen Säuren und Wasser nach. Ihr Hauptwert aber liegt darin, daß sie ohne weiteres Kittungsmaterial unmittelbar mit Glas verschmolzen werden kann.

Bei vielen Untersuchungen, beispielsweise bei Absorptionsmessungen, kommt es darauf an, eine Flüssigkeitsschicht von genau bestimmter Dicke zwischen planparallelen Wänden zu erhalten. Die Verwendung von Kitten ist wegen der Gefahr einer Verunreinigung oft nicht angängig, und man muß daher die Dichtung des Gefäßes auf andere Weise bewerkstelligen. Herr L. Puccianti hat einen sehr zweckmäßigen Trog angegeben[1]). Die planparallelen Wände des Troges werden von zwei planparallelen Platten aus Glas gebildet, an deren Stelle natürlich bei Bedarf auch Platten aus anderem Material treten können. Ein Glasring von der Dicke der gewünschten Flüssigkeitsschicht hält die Platten auseinander. Eine dosenartige zweiteilige Armierung aus Buchsbaumholz, die durch Klammern zusammengehalten wird, preßt die Platten gegen den Ring. Die Armierung ist rings um den Glasring mit einer ringförmigen Aussparung versehen, die mit gut gereinigtem und getrocknetem Quecksilber angefüllt wird. Diese Quecksilberdichtung ist zwar durchaus zuverlässig, aber oftmals recht unbequem, besonders wenn eine öftere Auswechslung der Flüssigkeiten in dem Troge erforderlich wird. Ich habe es deshalb vorgezogen[2]), abgesehen von konstruktionellen Vereinfachungen, die ringförmige Aussparung mit der gleichen Flüssigkeit zu füllen, die in dem Troge vorhanden ist, so daß die zu untersuchende Substanz, abgesehen von den Trogwandungen, mit keiner anderen in Berührung kommt.

Naturgemäß läßt sich aber die Verwendung von Kitten und Klebemitteln nur in verhältnismäßig seltenen Fällen ganz vermeiden. Wo eine solche Umgehung nicht möglich ist, wird es oft recht schwer sein, die richtige Substanz ausfindig zu machen. Je nach den miteinander zu verbindenden Körpern werden verschiedene Mittel in Frage kommen. Auch die Anforderungen an die Widerstandsfähigkeit gegen Wärme und Feuchtigkeit, sowie gegen chemische Einflüsse müssen von Fall zu Fall in Betracht gezogen werden. Ein Eingehen auf die zahlreichen erprobten Kitte und Klebemittel würde mich hier zu weit führen und muß deshalb einer späteren Gelegenheit vorbehalten bleiben. Ich möchte indessen nicht unterlassen, auf einige wertvolle Monographien über diesen Gegenstand hinzuweisen, nämlich auf die folgenden Arbeiten:

Sigmund Lehner, Die Kitte und Klebemittel. (A. Hartlebens chemisch-technische Bibliothek, XXV. Band.) Wien, A. Hartleben, 6. Aufl. 1904. Geb. M. 2,60.

W. Jeep, Anfertigung der Kitte und Klebemittel für die verschiedensten Gegenstände. Leipzig (früher Weimar), B. F. Voigt. 1895. M. 2.50.

C. Breuer, Kitte. Hannover, Jänecke. 1907. M. 3,80.

1) Vgl. R. Apt, Über Emailledraht, ETZ. 1907, S. 592.
2) Ann. d. Phys. (4) 18, 617—627, 1903.
3) Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 19, 1908.

1) Spettri di assorbimento di liquidi nell'ultrarosso. Nuovo Cim. (4) 11, April 1900.
2) Über das ultrarote Absorptionsspektrum einiger organischer Flüssigkeiten. Diese Zeitschr. 5, 271, 1904.



Bei den üblichen einfachen Wasserstrahlpumpen macht sich häufig der Übelstand sehr unangenehm bemerkbar, daß beim Abstellen des Wasserzulaufs die im inneren Teile der Pumpe befindliche Flüssigkeit in den oberen evakuierten Teil, wohl auch gar in den auszupumpenden Apparat, eindringt. Die verschiedenen zur Vermeidung dieses Zurücksteigens vorgeschlagenen Ventile erfüllen ihren Zweck nicht immer mit Sicherheit. Hier soll nun die einfache und wohlfeile „Wasserstrahl-Luftpumpe mit automatischem Ventilverschluß" nach Dr. Muencke (Fig. 36) Abhilfe schaffen. Bei dieser

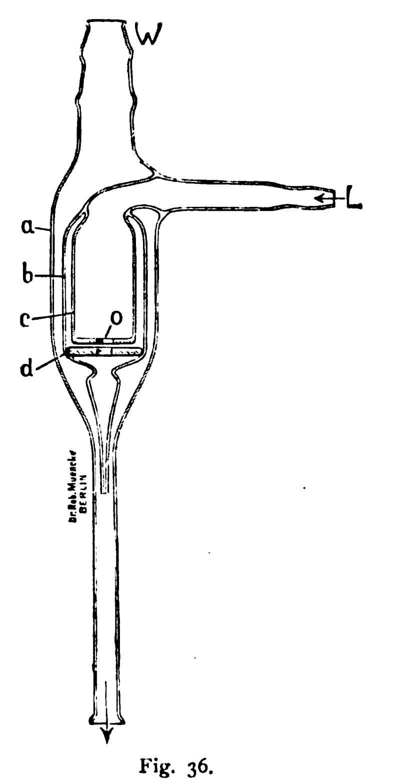


Fig. 36.

Pumpe wird statt des Ventils eine geschliffene Glasplatte verwendet. Der Apparat arbeitet folgendermaßen: Das bei *W* einströmende Wasser dringt zwischen *a* und *b* hindurch und erzeugt in bekannter Weise die saugende Wirkung innerhalb des Gefäßes *c*. Dieses Gefäß nun hat in seinem unten glatt geschliffenen Boden eine Öffnung *o*. Sobald der Wasserzufluß unterbrochen wird, preßt der Luftdruck, der sonst die Flüssigkeit nach *c* drückt, die geschliffene Ventilplatte *d* nach oben, so daß sie die Öffnung *o* automatisch verschließt.

Große Schwierigkeiten bereitet oftmals das Polieren empfindlicher Metallflächen, beispielsweise dünner Silberspiegel auf Glas. Für solche Fälle hat kürzlich Herr A. H. Pfund[1]) ein ebenso einfaches wie bequemes Verfahren vorgeschlagen und nach seinen Mitteilungen auch erfolgreich angewendet. Herr Pfund verwendet als Poliermittel feinstes, gut trockenes Polierrot und als Träger hierfür eine möglichst weiche Puderquaste aus Flaumfedern. Den Stiel der Puderquaste spannt er in die Klemmbacken einer Drehbank ein. Wie Herr Pfund angibt, lassen sich mit dieser Vorrichtung selbst halbdurchsichtige Silberspiegel ungefährdet polieren.

Ich möchte nun noch einige Bemerkungen über die Wiedergewinnung verschütteten Quecksilbers, das Schmerzenskind aller Laboratorien, machen. Eine ringsum in die Arbeitstische eingegrabene Nute zur Aufnahme auf den Tisch fallenden Quecksilbers in Verbindung mit einer für gewöhnlich durch einen Stopfen verschlossenen Abflußöffnung bietet gewiß mancherlei Vorteile, kann aber oftmals beim Aufbau der Apparatur hinderlich sein und versagt überdies naturgemäß überall da, wo das Quecksilber nicht auf die Tischplatte auffällt. Es ist daher ein von Herrn Will C. Baker vorgeschlagenes Verfahren[1]) sehr willkommen, das man kurz als „Methode der umgekehrt wirkenden Spritzflasche" bezeichnen kann: In einen einfachen Glaskolben führt man durch einen doppelt durchbohrten Gummistopfen zwei kurze Glasröhren ein. Die eine dieser Röhren setzt man unter Vermittlung eines Druckschlauchs mit einer Wasserstrahlsaugpumpe in Verbindung, die andere durch ein kurzes Schlauchstückchen mit einer weiteren kurzen Glasröhre, deren anderes Ende man zuvor zu einer langen Kapillaren ausgezogen hat. Die Arbeitsweise dieses Apparats ist nun sehr einfach: Man setzt die Saugpumpe in Gang und nähert das freie Ende der Kapillaren einem Quecksilbertropfen. Sogleich wird der Tropfen in die Kapillare hineingesogen. Von Zeit zu Zeit hebt man das bewegliche Röhrchen mit der Kapillaren an, um das in ihm und dem Schlauchstückchen angesammelte Quecksilber in den Kolben fließen zu lassen. Die Kapillare kann man natürlich so fein ausziehen, daß man verschüttetes Quecksilber selbst aus solchen Ritzen und Fugen hervorsaugen kann, deren Breite noch unter einem halben Millimeter liegt. Allerdings wird man dann Störungen im Betriebe des Apparats infolge von Verstopfung der Kapillarenmündung durch Staub und Schmutz ausgesetzt sein; deshalb empfiehlt Herr Baker, die Kapillare anfänglich 10 bis 15 cm lang zu wählen und bei eintretender Verstopfung einfach ein 4 bis 5 mm langes Stückchen abzubrechen, um die Vorrichtung sofort wieder betriebsfähig zu machen. Es würde übrigens auch empfehlenswert sein, mehrere Mundstücke vorrätig zu halten. Die

1) Eine Neubestimmung der Wellenlängen der zu Vergleichszwecken dienenden Eisenlinien. Zeitschr. f. wiss. Photogr. **7**, 1, 1909.

1) Phil. Mag. (6) **18**, 656, 1907.

spätere Reinigung des wieder gesammelten Quecksilbers nach den bekannten Methoden bietet natürlich keine besonderen Schwierigkeiten. Da eine Wasserstrahlpumpe, Druckschlauch und Glasröhren in jedem Laboratorium zu finden sind, so ist überall Gelegenheit geboten, nach dem Verfahren des Herrn Baker das verschüttete und verspritzte Quecksilber mit höchstens ganz geringen Verlusten ohne Kosten wieder zu gewinnen.

Für die Wiedergewinnung größerer Quecksilbermengen käme neben der in Fig. 37 ab-

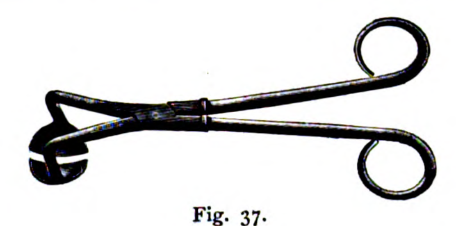


Fig. 37.

gebildeten Quecksilberzange, deren Verwendungsweise ohne jede weitere Erläuterung klar sein dürfte, vor allen Dingen noch die in Fig. 38 dargestellte, von F. W. Braun angegebene Quecksilberschippe in Betracht. Das zu sammelnde Quecksilber wird mittels einer Bürste auf die Fläche *S* der Schippe gefegt; es läuft dann in die Rinne *a*, die bis zu der zwischen *a* und *b* punktiert gezeichneten Linie reicht. Um die Rinne zu entleeren, zieht man den Schieber *b* vor, worauf das Quecksilber aus

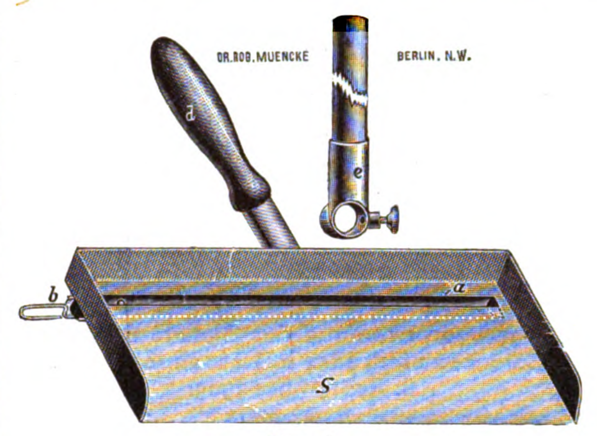


Fig. 38.

einer in der Rinne vorgesehenen kleinen Öffnung in das Sammelgefäß fließt.

Ich habe im vorstehenden in bunter Reihe eine Anzahl praktischer Laboratoriumshilfsmittel vorgeführt. Ihre Zahl ließe sich zweifellos beliebig vervielfachen. Jeder, der einmal mit Laboratoriumsarbeiten beschäftigt gewesen ist, wird allerlei Kunstgriffe kennen. Wenn meine kleine Veröffentlichung, die keineswegs Anpruch darauf erhebt, nur Neues zu bringen, den einen oder den anderen Forscher veranlassen sollte, seine Erfahrungen auf diesem Gebiete bekannt zu geben, so würde sie ihren Zweck erfüllt haben.

Zehlendorf (Wannseebahn), im Juli 1909.

(Eingegangen 9. Juli 1909.)

BESPRECHUNGEN.

E. Bichat u. R. Blondlot, Introduction à l'étude de l'Électricité Statique et de Magnetisme. Zweite, vollkommen umgeänderte Auflage. Paris 1907, Gauthier-Villars.

Wir haben es hier mit einem klaren, nach wohldurchdachtem pädagogischem Plane geschriebenen Buche zu tun, das wohl geeignet erscheint, „eine Überleitung von der elementaren zur höheren Theorie der Elektrizität zu geben". Der Standpunkt ist, obwohl von Faradayschen Röhren, Kraftlinien, Dielektrizitätskonstante usw. gesprochen wird (der Begriff der Permeabilität wird merkwürdigerweise nicht erwähnt), derjenige der Fernwirkungstheorie. In der Tat leistet diese hier der Elektrostatik und Magnetostatik dasselbe wie die „Feldtheorien" und ist dem Anfänger vielleicht zugänglicher als diese. Alles in allem glaube ich, daß das Buch imstande ist, dem Anfänger klare Begriffe zu vermitteln; allerdings befürchte ich auch, daß es in demselben den Eindruck hinterlassen wird, als ob das behandelte Gebiet für alle Zeiten abgeschlossen sei; von Problemen und Fragestellungen ist allzuwenig die Rede.

Cl. Schaefer.

Paul Steffens, Über den Einfluß elektrischer Ströme auf den Blutkreislauf des Menschen. (Zwanglose Abhandlungen aus dem Gebiete der Elektrotherapie und Radiologie. Heft 7.) 75 S. m. 8 Tafeln. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1908. M. 3.—

Nach einer Übersicht über die bisherigen Forschungen folgt eine Beschreibung von 66 plethysmographischen Versuchen. Der Verf. findet eine direkte Einwirkung galvanischer und faradischer Ströme auf den Blutkreislauf des Menschen. Galvanische Ströme bewirken bei der Schließung und Öffnung eine deutliche Volumenverminderung in muskulären Gebieten. Außerdem findet auch während der Dauer des Stromes eine länger dauernde Volumenverminderung in dem vom elektrischen Strome durchflossenen Gebiet statt. Faradische Ströme be-

wirken in der Regel unmittelbar nach ihrem Einsetzen ein plötzliches Sinken der Gefäßfüllung in muskulären Körperteilen. Infolge der durch den faradischen Strom hervorgerufenen Muskelkontraktionen findet während der Dauer des faradischen Stromes meist ein schneller Ausgleich der ersten Volumenverminderung statt. Paul Heiberg.

Tagesereignisse.

92. Jahresversammlung der Société helvétique des Sciences naturelles in Lausanne vom 5. bis 8. September 1909.

In den allgemeinen Sitzungen sprechen:
E. de Magerie: Le Jura.
S. Finsterwalder: Aerodynamische Grundlagen der Luftschiffahrt.
A. Forel: Psychologie comparée déterminisme et théorie de la mnéme.
F. Sarasin: Über die Geschichte der Tierwelt von Ceylon.
R. Gautier: Quelques résultats importants fournis récemment par la photographie astronomique.
M. Rickli: Naturhistorische Reiseeindrücke aus Grönland.

Vorläufiges Programm der phys.-math. und chem. Sektionssitzungen.

Physikalische und mathematische Sektion.

1. P. Chappuis (Basel): Influence de l'air dissout sur la densité de l'eau.
2. Gockel (Freiburg): Über Radioaktivität der Gesteine.
3. H. Dufour und A. Rosselet (Lausanne): Recherches sur les phénomènes actino-électriques.
4. A. Hagenbach (Basel): Spektroskopische Untersuchungen des Bogens unter vermindertem Druck.
5. L. de la Rive (Genf): Sur le point d'inflexion de la ligne d'aimantation dans une couche sphérique.
6. R. Bilwyler (Zürich): Die Notwendigkeit des Windschutzes von Regenmessern auf Bergstationen; Modell eines geschützten Ombrometers.
7. de Rowalsky (Freiburg): Sur la phosphorescence.
8. J. Maurer (Zürich): Sujet indiqué plus tard.
9. P. L. Mercanton (Lausanne):
   1. Résidu des Condensateurs et action mécanique;
   2. (eventuell) P. Mercanton und J. Meystre: Recherches phosphoroscopiques.
10. Gruner (Bern): Einige Bemerkungen zu der Elektronentheorie der Metalle.
11. F. A. Forel (Lausanne): Variations séculaires de la pluie.
12. H. F. Weber: Die Größe der Solarkonstante.

Chemische Sektion.

1. Frédéric Reverdin (Genf): Dérivés du *p*-aminophénol.
2. Wolf-Johannes Müller (Mülhausen): Beiträge zur Färbentheorie.
3. Aimé Pictet (Genf): Synthèse de la papavérine.
4. F. R. Richter (Basel): Über die Oxydation von Jode durch Ozone.
5. Ph. A. Guye (Genf): Quelques nouveaux résultats dans le travail de revision des poids atomiques.
6. G. Baume (Genf): Sur quelques essais métallographiques.
7. A. Werner (Zürich): (Le sujet sera indiqué plus tard).
8. F. L. Perrot (Genf): Sur quelques constantes physico-chimiques des gaz liquéfiés.
9. H. Rupe (Basel): Eine Frage der Stereochemie.
10. E. Briner (Genf): Action chimique d'une pression très élevée sur les mélanges gazeux.
11. E. Cardoso (Genf): Densités orthobares de l'anhydride sulfureux.
12. L. Pelet (Lausanne): Sur les combinaisons d'absorption.
13. P. Dutoit (Lausanne): Méthodes physico-chimiques de dosage volumétrique.
14. H. Brunner (Lausanne):
    1. Sur l'acide urique;
    2. Sur l'Aciétone.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Johannes D'Ans für allgemeine Chemie, an der Universität Tübingen Dr. Alfred Kliegl für Chemie, an der Universität Berlin Dr. Wilh Lunz für anorganische Chemie, an der Universität Freiburg Dr. Wolfgang Gaede für Physik.

Ernannt: Der Professor an der Akademie für Sozial- und Handelswissenschaften zu Frankfurt a. M. Dr. Karl Marbe zum ord. Professor der Philosophie einschließlich Ästhetik an der Universität Würzburg, der Professor der physikalischen Chemie am Polytechnikum Zürich Dr. R. Lorenz zum Professor für physikalische Chemie und Metallurgie bei der Akademie für Sozial- und Handelswissenschaften und dem Physikalischen Verein in Frankfurt a. M., der Privatdozent an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Georg Faber zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität Tübingen, der a. o. Professor an der deutschen Universität Prag Dr. Rudolf Spitaler zum ord. Professor der kosmischen Physik ebenda.

Ehrenpromotionen: Aus Anlaß der Feier des 500jährigen Bestehens der Universität Leipzig wurde der Doktorgrad ehrenhalber verliehen: von der medizinischen Fakultät den Professoren der Chemie an der Universität Leipzig Dr. Ernst Beckmann und Dr. Artur Hantzsch, dem Professor der Physik an der deutschen Universität Prag Dr. Ernst Lecher, dem Professor der Physik an der Universität Paris Dr. Gabriel Lippmann, dem Professor der Chemie an der Universität Göttingen Dr. Otto Wallach, dem Verleger der Physikalischen Zeitschrift Verlagsbuchhändler Georg Hirzel in Leipzig; von der philosophischen Fakultät dem Professor der Mechanik und mathematischen Physik an der Hochschule Stockholm Erik Ivar Fredholm, dem dänischen Physiker Michelson, dem Ingenieur Waldemar Poulsen in Kopenhagen, dem Professor der Chemie Svante August Arrhenius in Stockholm.

Berufen: Der Privatdozent für angewandte Mathematik an der Technischen Hochschule in Brünn Dr. R. v. Mises als a. o. Professor an die Univer-ität Straßburg.

Verliehen: Dem Vorsteher des chemischen Laboratoriums der Geologischen Landesanstalt Berlin Dr. R. Gans und dem Privatdozenten für anorganische Chemie an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Paul Rohland der Titel Professor, dem ord. Professor der Mathematik an der Universität Leipzig Dr. Karl Neumann der Titel Geheimer Rat.

Gestorben: Der Abteilungsvorsteher am Meteorologischen Institut Berlin Dr. Viktor Kremser, der ord. Professor der anorganischen Chemie an der Universität Bern Dr. Karl L. Friedheim.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 18. 15. September 1909. 10. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 19 am 11. September 1909.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Struktur der Spektrallinien des Quecksilbers.

Von H. Nagaoka.

Seit die Versuche von Lummer und Gehrcke[1]) dargetan haben, daß die Quecksilberlinien sehr komplex sind, sind die Trabanten mehrfach mit planparallelen Platten oder mit Stufengittern gemessen worden. Die Ergebnisse stimmen hinsichtlich der Lage der hellen Komponenten im allgemeinen überein; was aber die schwachen Linien angeht, so ist zuweilen sogar ihre Existenz zweifelhaft. Die Unsicherheit rührt hauptsächlich von den Eigentümlichkeiten der Instrumente, der Beobachtungsmethode und der Natur der Lichtquelle her. Leider gibt es keine bequeme Möglichkeit, die Unvollkommenheiten von Stufengittern zu prüfen, und das einfachste Verfahren zur Beseitigung der Fehler würde somit in der Vergleichung der mit verschiedenen Instrumenten gewonnenen Messungsergebnisse bestehen. Abgesehen von der bekannten Erscheinung der Geister, hat H. Stansfield[2]) die Aufmerksamkeit auf das Auftreten eines Sekundäreffektes gelenkt, den das an den Platten des Stufengitters reflektierte Licht hervorbringt. Die von diesem Effekt herrührenden falschen Linien können zuweilen das Auftreten schwacher Linien ganz verdunkeln, oder sie können irrtümlich für tatsächlich vorhandene Linien angesehen werden. Am wahrscheinlichsten kann man die Lage schwacher Linien festlegen und die falschen Linien ausscheiden, wenn man die Ergebnisse verschiedener Beobachter vergleicht. Leider ist im allgemeinen die Anzahl der Komponenten je nach der Lichtquelle verschieden, so daß es etwas schwierig sein dürfte, bestimmte Schlüsse zu ziehen, da im allgemeinen die Tendenz vorhanden ist, daß die Anzahl der Komponenten mit der Helligkeit der Lichtquelle zunimmt. Trotz des sehr komplexen Aussehens der Trabanten finden wir, daß unter den Linien eine gewisse Regelmäßigkeit besteht, wenn man sie in passender Weise ordnet.

Die nachstehenden Versuche wurden mit einem Stufengitter von 35 Platten unternommen, das von Hilger gefertigt war. Das Auflösungsvermögen $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ betrug für Licht von der Wellenlänge $\lambda = 5000$ Å.-E. $\frac{\lambda}{\delta\lambda} = 430000$. Die Grenze der Auflösung $\delta\lambda$ war also annähernd 0,012. Das Instrument war mit der üblichen Vorrichtung ausgerüstet, um die Spektrallinien auf den Spalt des Kollimators zu werfen, der zum Stufengitter führte. Der Teil des Unterbaues mit beweglichen Platten zur Aufnahme des Stufengitters war gegen Berührung mit der Außenluft durch Einbauen in ein dickes Holzgehäuse geschützt; durch dieses führten mittels kleiner Löcher die Handhaben zur Spaltverstellung, zur Prismenbewegung und zur Drehung des Stufengitters um eine vertikale Achse. Dank dieser Anordnung war das Stufengitter gegen jegliche plötzliche Temperaturänderung geschützt, die eine Quelle für Unregelmäßigkeiten im Aussehen der Komponenten ist.

Die Lampe gehörte der Aronstype an, wie

1) Lummer u. Gehrcke, Ann. d. Phys. (4) 10, 457, 1903.
2) H. Stansfield, Nature 77, 198, 222, 1908; 78, 8, 1908.

sie von Lummer und Straubel abgeändert worden ist; sie zündete bei 30 Volt und 9 bis 10 Ampere. Sie wurde vor den Spalt des zum Analysatorprisma führenden Kollimators gestellt. Das Licht wurde in einem Prisma aufgelöst und dann auf den Spalt eines weiteren, zum Stufengitter führenden Kollimators geworfen.

Die Beobachtung erfolgte im Minimum der Ablenkung. Entweder waren dazu die Hauptlinien gleich hell, während die Komponenten zwischen ihnen lagen, oder die Komponenten lagen zu beiden Seiten der Hauptlinie. Die Lage der Linien wurde mit Hilfe eines Okularmikrometers ausgemessen, oder auch auf einer photographischen Platte. Bei den Messungen wurde eine etwa 140fache Vergrößerung benutzt.

Die nebenstehende Tabelle gibt die Messungsergebnisse für die Komponenten verschiedener Linien an; die Intensität der Hauptlinie ist dabei zu 10 angenommen worden.

Die Linien, die weder Janicki[1]) noch O. von Baeyer[2]) beobachtet hat, sind durch Sternchen bezeichnet. Es sind fast sämtlich sehr schwache Linien, und einige unter ihnen beruhen vielleicht auf sekundären Ursachen.

Bei der Linie 5790 Å.-E. ist die von Janicki angegebene schwache Linie —0,187 Å.-E. in zwei Linien auflösbar, nämlich in —0,195 Å.-E. und —0,183 Å.-E. Das Mittel dieser beiden Linien fällt fast genau mit dem Werte von Janicki zusammen. Im allgemeinen stimmt die Lage der hellen Linien recht gut mit den Angaben von Janicki und von Baeyer überein, wenn man die Beobachtungen des letztgenannten Forschers für die Dispersion der Platte korrigiert.

Bei der Linie 5769 Å.-E. ist die Übereinstimmung mit den Messungen von Janicki keine so enge wie bei der Linie 5790 Å.-E. Die schwache Linie —0,079 Å.-E. ist zum ersten Male beobachtet worden, dagegen konnte ich die von Janicki angegebene Linie +0,120 nicht finden.

Die grüne Linie 5461 Å.-E. zeigt ein höchst komplexes Aussehen. Es finden sich nahezu 20 Linien von verschiedener Intensität. Die Hauptlinie erweist sich bei näherer Betrachtung als doppelt. Die Linie mit größerer Wellenlänge ist ein wenig breiter, und die Demarkationslinie ist äußerst schwach. Stansfield scheint einigermaßen im Zweifel zu sein, ob diese Linie nicht von einem Sekundäreffekt herrührt. Ich finde aber, daß die Linie sich nicht verschiebt, wenn man das Stufengitter um die horizontale oder um die vertikale Achse dreht. Wenn wir die Plattenzahl durch Abdecken eines Teiles

λ	Janicki	v. Baeyer	Stansfield	Verfasser	Intensität
	—0,251	—	—	—0,272 (?)	1
	—0,187	—0,18	—	—0,195 —0,183 } 0,189	1
	—0,119	—0,122	—	—0,116	8
	—	—	—	—0,080*	1
	—	—	—	—0,035*	1
5790	Hauptlinie	Hauptlinie	—	Hauptlinie	10
	—	—	—	+0,027*	1
	+0,084	—	—	+0,081	1
	+0,132	+0,133	—	+0,136	3
	+0,168	—	—	+0,172	3
	+0,230	+0,228	—	+0,226	4
	—	—	—	+0,256*	1
	—	—	—	+0,303*	1
	—0,113	—	—	—0,109	2
	—	—	—	—0,079*	1
	—0,050	—0,048	—	—0,046	5
5769	Hauptlinie	Hauptlinie	—	Hauptlinie	10
	+0,046	+0,044	—	+0,040	5
	+0,087	—	—	+0,079	1
	+0,120*	—	—	—	—
	—	—0,237	—0,246	—0,247	2
	—	—	—0,223	—0,226	1
	—	—	—0,205	—0,213	1
	—	—	—0,187*	—	—
	—	—	—0,171	—0,174	1
	—	—	—0,143	—0,145	1
	—	—	—	—0,126*	1
	—0,113	—0,101	—0,111	—0,115	5
	—	—	—	—0,101	1
	—0,080	—0,068	—0,081	—0,083	7
	—	—0,049	—0,058	—0,059	5
5461	—	—0,024	?	—0,027	9
	Hauptlinie	Hauptlinie	Hauptlinie	Hauptlinie	10
	+0,031	—	+0,031	+0,035	2
	+0,074	+0,082	+0,073	+0,068	9
	—	—	+0,099	+0,092	2
	+0,119	—	+0,117	+0,114	5
	—	+0,125	+0,140	+0,136	2
	—	—	+0,163*	—	—
	—	—	+0,202	+0,200	4
	—	+0,211	+0,227	+0,223	3
	—	—	—	+0,244*	9
	(+0,161)	(+0,185)	—	(—0,138)	3
	—0,112	—0,107	—	—0,115	9
	—	—	—	—0,103*	2
	—0,097	—0,093	—	—0,093	8
	—	—	—	—0,070*	2
	—0,052	—0,045	—	—0,048	2
	—0,023	—0,017	—	—0,021	9
4359	Hauptlinie	Hauptlinie	—	Hauptlinie	10
	+0,020	+0,019	—	+0,018	10
	—	+0,028*	—	—	—
	+0,043	+0,044	—	+0,041	9
	—	—	—	+0,062*	2
	—	—	—	+0,083*	2
	+0,105	+0,114	—	+0,104	8
	—	—	—	+0,121*	1
	(—0,161)	(—0,159)	—	(+0,138)	8
	—0,046	—0,049	—	—0,050	2
4348	Hauptlinie	Hauptlinie	—	Hauptlinie	10
	—0,053	—0,050	—	+0,048	3
	—0,083	—0,080	—	+0,079	3
	—0,12*	—	—	—	—
4339	Hauptlinie	—	—	Hauptlinie	10
	+0,06	—	—	+0,043	1
	—0,076	—0,076	—	—0,076	2
	—0,046	—0,047	—	—0,043	3
4078	Hauptlinie	Hauptlinie	—	Hauptlinie	10
	+0,032	+0,033	—	+0,024	2
	+0,049	+0,048	—	+0,043	4
	+0,074	+0,073	—	+0,073	3

1) L. Janicki, Ann. d. Phys. (4) 19, 36—79, 1906.

2) O. von Baeyer, Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 733—740, 1908.

λ	Janicki	v. Baeyer	Stansfield	Verfasser	Intensität
4047	−0,111	−0,111	—	−0,132 } 0,121 −0,111 }	3 3
	—	—	—	−0,090 (?)	1 (?)
	−0,051	−0,053	—	−0,049	10
	Hauptlinie	Hauptlinie	—	Hauptlinie	10
	+0,067	+0,066	—	+0,057 } 0,068 +0,080 }	3 3
	—	+0,126	—	—	—

des Stufengitters vermindern, so wird die Demarkationslinie undeutlich und verschwindet schließlich, wenn die Plattenzahl auf etwa 30 vermindert wird. O. von Baeyer bemerkte, daß die Hauptlinie doppelt ist, und daß die Begleitlinie —0,024 Å.-E. vom Schwerpunkte der Hauptlinie entfernt sei, während ich den Wert —0,027 Å.-E. finde, denselben, den Janicki bei seinen Versuchen mit der Lummerlampe angibt. Als ich das Licht transversal zum Quecksilberlichtbogen gehen ließ, fand ich, daß die Linien nahezu mit denen zusammenfielen, die man longitudinal in Richtung des Bogens beobachtet; ausgenommen hiervon ist die oben genannte Linie, die nicht mehr sichtbar war. Janicki meint, daß dies auf Umkehrung zurückzuführen sei. Stansfield schlägt die Verwendung der äußersten Linie als Bezugslinie vor; es ist aber zweifelhaft, ob wir nicht in Zukunft neue Linien entdecken werden. Es wird daher immerhin zweckmäßig sein, die Linie vom Schwerpunkte der Hauptlinie aus zu messen. Zu Vergleichszwecken können wir vom Schwerpunkte der Hauptlinie oder vom Schwerpunkte der Doppellinie aus gerechnete Werte angeben. Nach meinen Messungen besteht zwischen diesen Bezugspunkten ein Unterschied von 0,014 Å.-E. Um die Ergebnisse von Janicki, Galitzin und Stansfield mit den hier mitgeteilten Zahlen zu vergleichen, bei denen der Bezugspunkt in die Mitte der ersten Komponente der Doppellinie gelegt ist, muß man also den Bezugspunkt um 0,014 Å.-E. verschieben.

Die Lage der hellen Linien fällt innerhalb der Beobachtungsfehlergrenzen mit den von Janicki und von Stansfield angegebenen Werten zusammen. Die Beobachtungen v. Baeyers weichen etwas ab; wenn man aber den Bezugspunkt in die Mitte der Doppellinie verlegt, so wird die Übereinstimmung eine äußerst enge.

Was die Lage der schwachen Linien angeht, so fallen einige von ihnen nahezu mit den von Stansfield beobachteten zusammen. Stansfield hat auch zwei Linien, —0,187 Å.-E. und +0,163 Å.-E., gefunden, die ich nicht zu bemerken vermochte. Andererseits habe ich zwei sehr schwache Linien, —0,126 Å.-E. und —0,101 Å.-E., und eine helle Linie, +0,244 Å.E., gefunden, die der Beobachtung anderer Forscher entgangen zu sein scheinen. Allerdings stimmen die Messungen von Stansfield mit meinen recht gut überein, aber die Instrumente sind von nahezu gleicher Konstruktion; daher mögen einige Linien von instrumentellen Eigenheiten des Stufengitters herrühren, wenn man berücksichtigt, daß einige nur mit dem einen Instrument sichtbar und einige nur mit dem anderen zu sehen sind. Diese Bemerkung gilt besonders für schwache Linien im negativen Teile, die eine Art Bande bilden; ich fand nämlich, daß bei Verminderung der wirksamen Plattenzahl im Stufengitter die Linien intensiver wurden als bei Verwendung sämtlicher 30 Platten. Keine dieser Linien scheint mit der Lummerschen Platte beobachtet worden zu sein, und ich habe auch mit einer 20 cm langen und 1 cm dicken planparallelen Platte, die von Hilger hergestellt worden war, vergeblich nach diesen Linien gesucht, obgleich ich die meisten der hellen Linien identifizieren konnte. Die gleichzeitige Beobachtung dieser Linien mit dem Stufengitter und mit der Lummerschen Platte würde das einfachste Mittel sein, die Existenz dieser Linien festzustellen.

Ein weiterer Punkt, der näher untersucht werden müßte, ist die geringe Verunreinigung des Quecksilbers durch andere Substanzen der Lampe. Es ist durchaus wahrscheinlich, daß Verunreinigungen das Aussehen schwacher Linien verändern können. Die Stromstärke wird einigen Einfluß auf die Linien haben. Ich baute eine Vakuumröhre in **H**-Form, füllte sie mit ein paar Tropfen Quecksilber und erregte sie mittels eines Induktors; dabei konnte ich nur die von Janicki angegebenen hellen Linien finden, während die übrigen schwachen Linien gänzlich fehlten. Trotz dieser Möglichkeiten ist es wahrscheinlicher, daß einige der unsicheren schwachen Linien auf Umkehrung beruhen oder durch sekundäre optische Effekte der Platten entstehen, aus denen sich das Stufengitter zusammensetzt. Die Lampe ist so konstruiert, daß eine große Menge heißen Quecksilberdampfes in der Mitte der Röhre vorhanden ist; das Licht geht daher unvermeidlich durch Dampf, der bis nahe zur Kondensation abgekühlt ist, ehe es den Spalt erreicht, und somit wird ein Teil von ihm absorbiert und erleidet dabei eine Umkehrung.

Wie die Photographie (Fig. 1) zeigt, ist die Linie 4359 Å.-E. äußerst komplex. Zunächst ist es schwierig, die Hauptlinie zu unterscheiden, und wir haben Grund zu der Annahme, daß sie aus einer Doppellinie von gleicher Intensität besteht. Ferner besteht einige Unstimmigkeit hinsichtlich der Lage der äußersten Linien. Da für die in Rede stehende Linie $\delta\lambda_{max} = 0{,}299$ ist, so fällt die Linie —0,159 Å.-E. (v. Baeyer) mit der Linie 0,138 Å.-E. zusammen, und die Linie − 0,138 Å.-E. kann als die Linie 0,161 Å.-E.

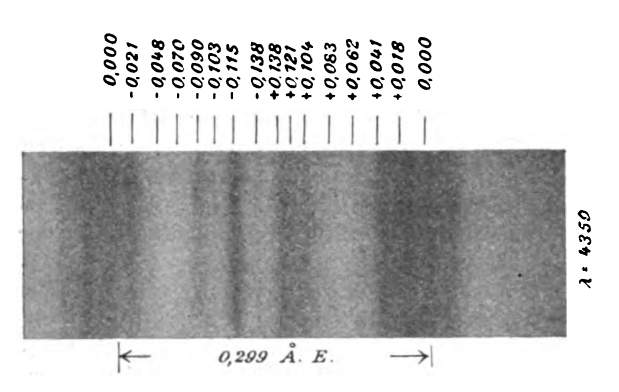


Fig. 1.

angesehen werden, die der Linie +0,185 (von Baeyer) entsprechen dürfte. Die Linie +0,028 Å.-E., die von Baeyer gefunden hat, konnte ich nicht identifizieren.

Hinsichtlich der Trabanten der Linien 4348 Å.-E. und 4078 Å.-E. besteht eine enge Übereinstimmung mit Janicki und von Baeyer; da aber der Trabant der Linie 4339 Å.-E. sehr schwach ist, so ist es schwierig, ihm seinen Platz genau anzuweisen.

Was die Linie 4047 Å.-E. (Fig. 2) betrifft,

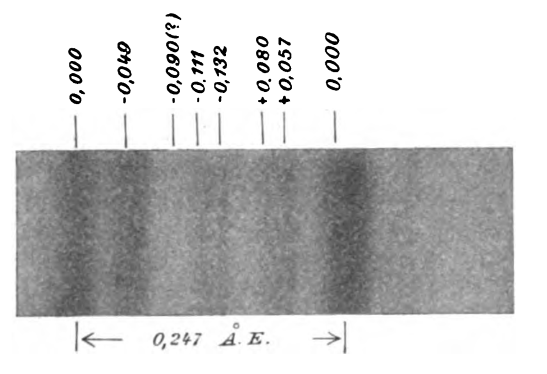


Fig. 2.

so betrachten Janicki und von Baeyer sowohl die Linie +0,066 Å.-E. als die Linie —0,111 Å.-E. als einfache Linien; die Linie +0,066 Å.-E. läßt sich aber in ein Duplett auflösen, während die Linie —0,111 Å.-E. aus drei Linien, —0,090 Å.-E., —0,111 Å.-E. und —0,132 Å.-E., besteht, von denen die erste sehr schwach ist, während die beiden übrigen nahezu dieselbe Intensität haben. Die Linien 0 und —0,049 Å.-E. sind gleich hell, und es ist schwer zu sagen, welche von ihnen die Hauptlinie ist; bei kurzer Exposition fand ich, daß sie beide komplex sind, und wenn ich auch die Einzelheiten nicht erkennen konnte, so scheint es doch, als ob jede von ihnen aus mehr als vier Linien zusammengesetzt ist. Die zusammengesetzte Natur dieser Linien hat Janicki vorausgesagt.

Man kann bezweifeln, daß einige dieser Linien auf der Gegenwart von Geistern beruhen. Da es kein unmittelbares Mittel gibt, die Frage zu entscheiden, so stellte ich mehrere Versuche an, um zu ermitteln, ob einige der hellen Spektrallinien außer den bereits sicher festgestellten noch weitere Trabanten lieferten. Mit einer Vakuumröhre, die Helium oder Wasserstoff enthielt, oder mit Funkenspektren beobachtete ich keine Einzelheiten, die sich auf instrumentelle Besonderheiten zurückführen ließen; es ist aber zu beachten, daß die Intensität der meisten Quecksilberlinien im Vergleich zur Intensität der Heliumlinien und anderer Linien außerordentlich groß ist, und daß möglicherweise bei den Linien 5461 Å.-E. und 4359 Å.-E. Geister als schwache Linien auftreten können.

Auf den ersten Blick scheint es, als ob unter den Linien keine Regelmäßigkeit bestände; bei näherer Prüfung finden wir, daß mit Ausnahme einiger Trabanten die Verteilung der Linien eine gewisse Symmetrie aufweist, die einigermaßen dem Zeemaneffekt gleicht. Um diesen wichtigen Punkt zu erläutern, habe ich die Figuren 3 bis 9 gezeichnet, in denen die Länge der Linien ihrer Intensität nahezu proportional ist. Die Hauptlinien bei $\lambda = 4047$ Å.-E. und $\lambda = 4359$ Å.-E. sind als Dupletts ($\pm 0{,}024$ Å.-E. bzw. $\pm 0{,}009$ Å.-E.) aufgefaßt; die den Trabanten beigefügten Zahlen weichen daher um einen konstanten Betrag von den in der Tabelle angegebenen ab.

Die Linie 4348 Å.-E. (Fig. 3) zunächst zeigt

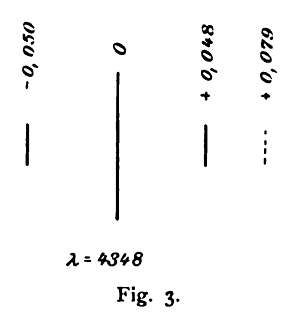


Fig. 3.

ein Triplett mit der verirrten Linie +0,079 Å.-E. Die Linie 5769 Å.-E. (Fig. 4) und die Linie

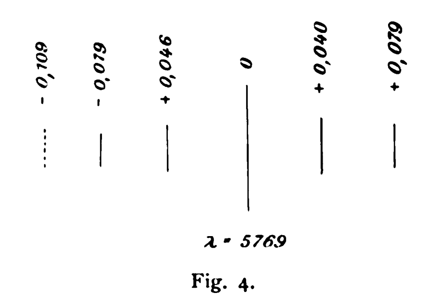


Fig. 4.



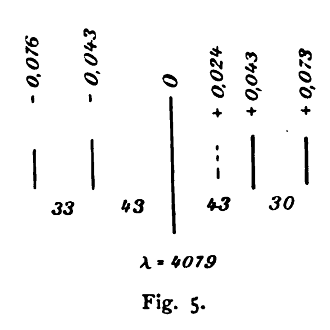


Fig. 5.

4079 Å.-E. (Fig. 5) erscheinen als Quartette mit einer einzigen verirrten Linie, die in den Figuren gestrichelt gezeichnet ist. Weiter sind die Zwischenräume zwischen den symmetrischen Trabanten bei beiden Linien nahezu gleich.

Die Linie 4047 Å.-E. (Fig. 6) bildet ein

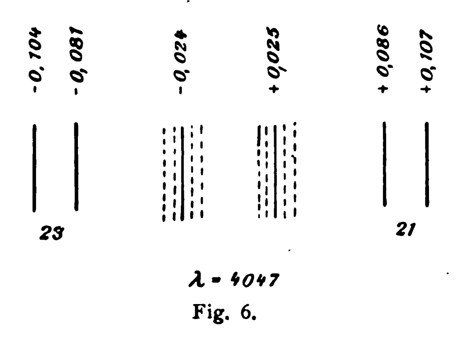


Fig. 6.

regelmäßiges Sextett, wenn man die Dupletts —0,081 Å.-E., —0,104 Å.-E. und +0,086 Å.-E., +0,107 Å.-E. als einzelne Linien betrachtet.

An der Linie 4359 Å.-E. (Fig. 7) bemerken wir

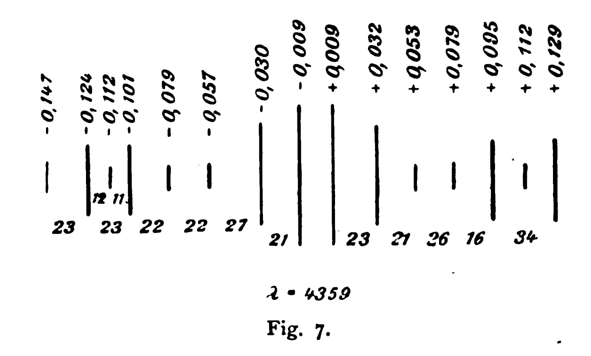


Fig. 7.

ein Quartett, nämlich ±0,009 Å.-E., +0,031 Å.-E., ferner zwei Tripletts: —0,101 Å.-E., —0,112 Å.-E., —0,124 Å.-E. (obschon die mittlere Linie einigermaßen zweifelhaft ist) und +0,095 Å.-E., +0,112 Å.-E., +0,129 Å.-E. Überdies bemerken wir, daß die Linien in regelmäßigen Zwischenräumen auftreten, die zwischen 0,021 Å.-E. und 0,023 Å.-E. liegen.

Bei der Linie 5790 Å.-E. (Fig. 8) bilden die Komponenten 0, —0,035 Å.-E., —0,080 Å.-E., —0,116 Å.-E. ein Quartett mit zwei hellen und zwei schwachen Linien. Die Dupletts sind +0,136 Å.-E., +0,172 Å.-E. und +0,226 Å.-E., +0,256 Å.-E. Wir finden Zwischenräume von ungefähr 0,033 Å.-E. und 0,055 Å.-E.

Bei der Linie 5461 Å.-E. (Fig. 9) bilden die Komponenten —0,027 Å.-E., —0,059 Å.-E., —0,083 Å.-E., —0,115 Å.-E. ein Quartett; die Komponenten 0, +0,035 Å.-E., +0,068 Å.-E. bilden ein Triplett mit einem Zwischenraum von ungefähr 0,034 Å.-E.; die übrigen Tripletts

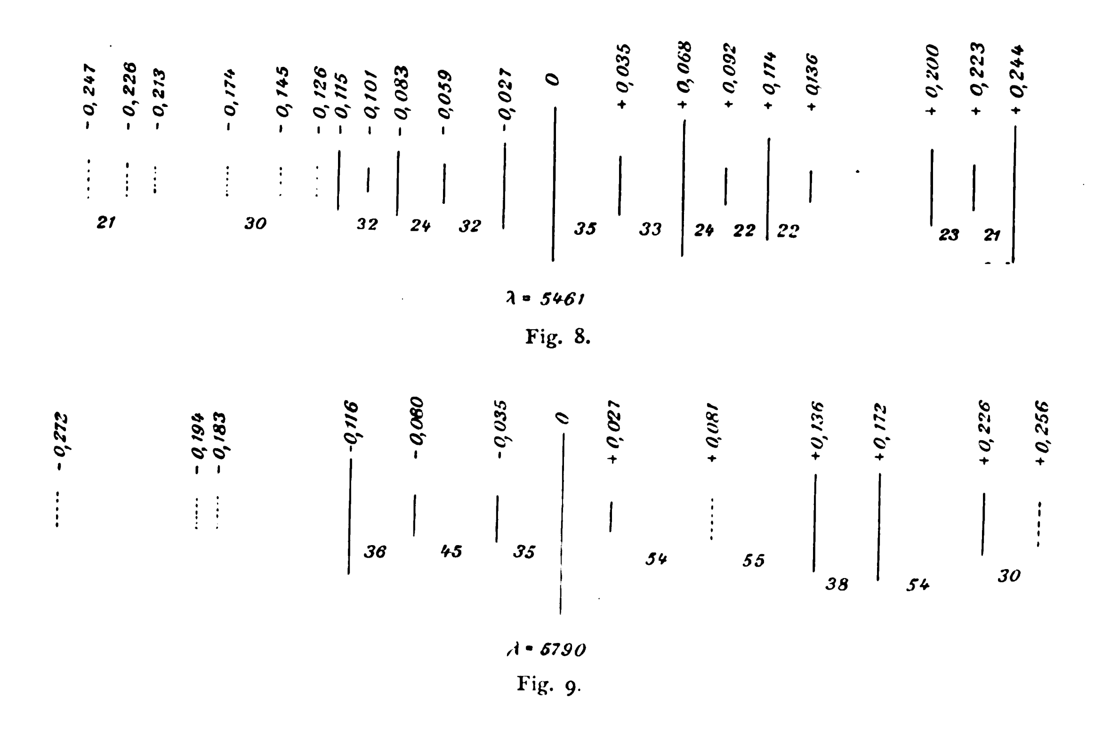


Fig. 8.

Fig. 9.

sind +0,092 Å.-E., +0,114 Å.-E., +0,136 Å.-E. und +0,200 Å.-E., +0,223 Å.-E., +0,244 Å.-E. mit einem Zwischenraum von ungefähr 0,022 Å.-E. Wir bemerken eine beachtenswerte Übereinstimmung zwischen der Lage der Trabanten der Linie 5461 Å.-E. und jener der Trabanten der Linie 5790 Å.-E. So finden wir:

für die gelbe Linie	für die grüne Linie
+0,027 —0,035	—0,027
—0,080 +0,081	—0,083
—0,116	+0,114 —0,115
+0,136	+0,136
+0,172	—0,174
+0,226	—0,226

Diese Zahlen weisen auf das Vorhandensein irgendwelcher sekundärer optischer Wirkungen oder auf ähnliche Struktur dieser beiden Linien hin.

Es ist zu bemerken, daß die Linien 5461 Å.-E., 4359 Å.-E., 4047 Å.-E. der zweiten Nebenserie angehören, für welche in der empirischen Formel von Kayser und Runge $n=3$ ist. Die Differenzen 22, 33, 43 sind diesen Linien gemeinsam; wir finden ferner bei der Linie 4359 Å.-E. eine Differenz von 11 und bei der Linie 5790 Å.-E. eine solche von 55. Diese Werte stehen annähernd im Verhältnis 1:2:3:4:5.

Offenbar sind diese Differenzen sehr klein und in 10^{-11} cm als Einheit gemessen. Das ist ungefähr das Hundertfache des berechneten Wertes für den Halbmesser der Elektronen und der tausendste Teil des mittleren Durchmessers der Moleküle. Daß eine so kleine Größe gemessen werden kann und gleichzeitig eine Regelmäßigkeit aufweist, ist einigermaßen überraschend. Der Betrag der Periodenänderung, wie er sich aus den vorstehenden Zahlen ergibt, ist so klein, daß er sich bei der Differenz von 11 für $\lambda = 4400$ Å.-E. auf ungefähr $^1/_{400000}$ der Periode beläuft.

Wenn wir ein chemisches Atom als ein Aggregat von Elektronen betrachten, die infolge interatomischer Bewegungen Lichtenergie ausstrahlen, und wenn wir annehmen, daß infolge irgendeines äußeren Agens oder infolge inneren Zwanges die Periode durch die störende Kraft beeinflußt wird, so wird die Periode winzige Änderungen erfahren, die sich an den von den strahlenden Atomen ausgesandten Wellen geltend machen. Der Ursprung solcher Störungen bildet ein wichtiges Problem für die Erforschung der interatomischen Struktur der chemischen Elemente. Die oben dargelegte Regelmäßigkeit hat einige Analogie mit dem Zeemaneffekt und läßt sich vielleicht bis zu einem gewissen Grade auf das Vorkommen atomischer Magnetfelder zurückführen[1]).

1) Ritz, Ann. d. Phys. (4) **25**, 660, 1908.

Physikalisches Institut der Universität Tokyo.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 2. August 1909.)

Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen von Neon.

Von E. Dorn.

Nach einigen vergeblichen Versuchen erhielt ich schon im April 1908 den Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen von Neon.

Das im hiesigen Institut dargestellte Gas war bis auf eine geringe Beimengung von *He* rein.

Die „bewegte Linie" war von der ruhenden getrennt bei $\lambda = 6335$ Å.-E.[1]); stark verbreitert waren 6402, 6143, 6096, schwach 6507, 6383, 6267, 6164 (?).

Die hellsten Linien zeigen nicht den stärksten Doppler-Effekt; so besitzt 6335 nur die Helligkeit 10, während 6164 (Helligkeit 11) kaum etwas erkennen läßt.

Beziehungen zu dem von Herrn Lohmann untersuchten Zeemanphänomen vermochte ich nicht aufzufinden.

Erneute Versuche im April 1909 mit höheren Potentialdifferenzen führten nicht weiter, ließen aber aus der Vergrößerung des Abstandes der bewegten von der ruhenden Linie 6335 sicher erkennen, daß es sich wirklich um den Doppler-Effekt und nicht um eine fremde, zu einer Verunreinigung des Neons gehörige Linie handelte.

1) Es ist dies die Linie, deren Wellenlänge von Baly unrichtig (zu 6328,38) angegeben und im hiesigen Institut berichtigt wurde.

Halle, 16. August 1909.

(Eingegangen 18. August 1909.)

Über die Ionisierung von Gasen durch Licht.

Von J. Stark.

§ 1. Frühere Versuche.

Die Röntgenstrahlen vermögen von chemischen Atomen negative Elektronen abzutrennen oder sie zu ionisieren, mögen sie einem gasförmigen, flüssigen oder festen Körper angehören. Besonders bei Gasen ist die Ionisierung durch Röntgenstrahlen untersucht worden. Für die Ansicht, daß die Röntgenstrahlung und die

Lichtstrahlung nicht in ihrer elementaren Konstitution, sondern nur hinsichtlich ihrer Frequenz voneinander verschieden sind, ist der Nachweis wichtig, daß auch die Lichtstrahlung im Gebiete $\lambda\, 5 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 10^{-5}$ cm chemische Atome in einem Körper, speziell im gasförmigen Zustand zu ionisieren vermag.

Zwar hat schon Ph. Lenard[1]) nachzuweisen versucht, daß Luft, Sauerstoff, Kohlensäure, Wasserstoff, Leuchtgas durch ultraviolettes Licht, welches durch eine Luftschicht von mehr als 2 mm Dicke und eine Quarzplatte gegangen ist, ionisiert werden. Ziemlich allgemein war man hinsichtlich der Beobachtungen Lenards der Ansicht, daß durch sie die Tatsache der Ionisierung durch Licht sichergestellt sei; auch ich habe an früheren Stellen in diesem Sinne die Arbeiten Lenards zitiert. Nachdem ich mich indes selbst mit diesem Phänomen beschäftigt habe, komme ich zu der Folgerung, daß jene Beobachtungen Lenards nicht im Sinne einer Ionisierung von Gasen durch Licht gedeutet werden können.

Zunächst ist nämlich zu beachten, daß das Licht des Aluminiumfunkens, das durch 2 mm Luft und durch eine Quarzplatte hindurchgegangen ist, gemäß den Untersuchungen von Schumann[2]) und Lyman[3]) unterhalb $\lambda\, 180\, \mu\mu$ nur eine sehr geringe Intensität besitzt. Licht oberhalb $\lambda\, 180\, \mu\mu$ wird aber nach eben diesen Autoren in Wasserstoff nicht absorbiert. Nun ist natürlich Absorption des Lichtes die notwendige Voraussetzung für seine ionisierende Wirkung; darum kann bei den Lenardschen Beobachtungen, daß strömender, ultraviolett belichteter Wasserstoff fast ebenso rasch wie Sauerstoff eine Ladung ableitete, nicht das Phänomen der Ionisierung von Gasmolekülen durch Licht vorgelegen, sondern es müssen sich bei ihnen andere Effekte betätigt haben. So macht Lenard die Bemerkung, daß Kohlensäure bei schnellerer Strömung schon ohne Belichtung sich leitend erwies. Nun aber ist sonst mehrfach festgestellt worden, daß Kohlensäure, die nicht frisch durch einen Elektrolyten geperlt ist, ebenso vollkommen wie Luft isoliert; frisch durch einen Elektrolyten geperlte Kohlensäure enthält freilich, wie jedes andere in dieser Weise bearbeitete Gas, schwer bewegliche Tröpfchenionen, eine Erscheinung, die in neuerer Zeit eingehend von mehreren Autoren studiert wurde. Weiter muß auffallen, daß die positiven Ionen in den Lenardschen Beobachtungen eine 1000mal kleinere Beweglichkeit zeigten, als sie die positiven Gasionen besitzen. Dieser Umstand mußte die Vermutung nahelegen, daß in den Beobachtungen, welche Lenard als Ionisierung von Gasmolekülen durch Licht deutete, ein lichtelektrischer Effekt an festen oder flüssigen Partikeln vorlag, welche in den untersuchten Gasen suspendiert waren. Diese Vermutung prüfte E. Bloch[1]), indem er einmal staubfreie, dann staubhaltige Luft der Wirkung des ultravioletten Lichtes aussetzte; in der Tat blieb im ersten Fall der scheinbare Ionisierungseffekt aus, war dagegen im zweiten Fall in beträchtlicher Stärke vorhanden[2]).

W. C. McKaye hat nach einer Mitteilung von J. J. Thomson[3]) die Ionisierung von Gasen durch Licht in folgender Weise festzustellen versucht. In einer Röhre wurde an einer Wehneltkathode eine Entladung von 0,1 Ampere und 300 Volt Elektrodenspannung erzeugt; durch eine Quarzplatte von 0,4 mm Dicke trat das von der Entladung emittierte Licht in eine Kammer aus, durch dieses strömte das zu untersuchende Gas von atmosphärischem Druck und darauf durch einen Zylinderkondensator, dessen eine Seite mit einem Elektroskop verbunden war. Thomson gibt an, daß die untersuchten Gase vor ihrem Eintritt in die belichtete Kammer eine mit Watte gefüllte Röhre passierten, daß Luft, wenn sie bestrahlt wurde, 8, Kohlensäure 16, Ammoniak 150mal rascher dieselbe Ladungsabnahme am Elektroskop bewirkten als nicht bestrahlte Luft. Über den spektralen Charakter des benützten ultravioletten Lichtes wird keine Angabe gemacht; da es eine Quarzplatte zu passieren hatte, dürfte seine Intensität jedenfalls unterhalb $\lambda\, 170\, \mu\mu$ nur gering gewesen sein. Ob Ammoniakgas bei $170\, \mu\mu$ Absorptionsbanden besitzt, darüber ist nichts bekannt.

Kürzlich hat Palmer[4]) folgenden Versuch angestellt. Er ließ das ultraviolette Licht einer kapillaren Wasserstoffröhre, das zwischen $\lambda\, 160$ und $\lambda\, 120\, \mu\mu$ eine beträchtliche Intensität besitzt, durch ein Flußspatfenster in Luft, die durch Watte filtriert war, austreten und unmittelbar nach der Belichtung an einem Elektroskop vorbeiströmen; dieses wurde dann rasch entladen. Es scheint mir, daß in diesem Versuch zum ersten Male die Ionisierung eines Gases (Sauerstoff) durch ultraviolettes Licht oberhalb $\lambda\, 1 \cdot 10^{-5}$ cm beobachtet wurde. Denn bei ihm war die Bedingung erfüllt, welche die Voraussetzung der Ionisierung durch Licht bildet; es besitzt nämlich das untersuchte Gas (Sauerstoff) im Gebiete $185-120\, \mu\mu$ intensive Absorptionsbanden, die nach längeren Wellen

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **1**, 486; **3**, 298, 1900.
2) V. Schumann, Smithsonian Contrib. Nr. 1413, 1903.
3) Th. Lyman, Astrophys. Journ. **27**, 87, 1908.

1) E. Bloch, C. R. **146**, 892, 1908.
2) Übrigens gibt Lenard selbst an, daß frische Luft stärker den Effekt zeigte als gebrauchte, und daß er nach Lüftung des Zimmers wieder hervortrat, wenn er nach längerer Operation sehr klein geworden war.
3) J. J. Thomson, Proc. Cambr. Soc. **14**, 417, 1908.
4) F. Palmer, Nat. **77**, 582, 1908.

abschattiert sind, und innerhalb dieses Gebietes war die durch das Flußspatfenster austretende Strahlungsintensität groß. Freilich ist auch der Versuch Palmers nicht ganz einwandfrei. Es fehlt nämlich bei ihm wie bei McKaye ein Kontrollversuch darüber, ob die untersuchte Luft vollkommen trocken und staubfrei war. In feuchten ultraviolett belichteten Gasen bilden sich nämlich leicht infolge chemischer Reaktionen Tröpfchen, aus denen dann der lichtelektrische Effekt leicht bewegliche negative und schwer bewegliche positive Ionen bilden kann. Ferner ist von McKaye und Palmer nicht untersucht worden, wie groß in ihren Beobachtungen der Einfluß des lichtelektrischen Effektes an den bestrahlten Gefäßwänden war. Gegen das äußerste Ultraviolett sind nämlich die meisten festen und flüssigen Körper lichtelektrisch empfindlich; die bestrahlten Gefäßwände mußten darum in den Versuchen der genannten Autoren an das vorbeiströmende Gas negative Elektronen abgeben und ihm somit eine unipolare Leitfähigkeit mitteilen.

§ 2. Bedingung für die Lichtionisierung.

Nach den von mir an früheren Stellen[1]) entwickelten Anschauungen liegen an der Oberfläche der chemischen Atome abtrennbare negative Elektronen (Valenzelektronen); diese sind die Zentren der Emission und Absorption der Bandenspektren oberhalb $\lambda = 1 \cdot 10^{-6}$ cm; ein vollständiges Bandenspektrum besteht aus kurzwelligen Banden (nach längeren Wellen zu abschattiert) und aus langwelligen Banden, die in entgegengesetzter Richtung laufen und mit jenen gekoppelt sind. Beträgt die Arbeit zur Abtrennung eines gesättigten, ungesättigten oder gelockerten Valenzelektrons V, so wird es gemäß der zuerst von Einstein[2]) gegebenen Theorie des lichtelektrischen Effektes bei Absorption von Lichtquanten der Frequenz n dann vollständig abgetrennt, wenn $zhn \geq V$ ist, wo z eine ganze Zahl, $h = 6{,}55 \cdot 10^{-27}$ erg sec das Plancksche Wirkungselement ist. Wenn $zhn < V$ ist, dann hat die Lichtabsorption keine Ionisierung zur Folge; das absorbierende Valenzelektron wird in diesem Falle durch die Aufnahme der Energie zhn von seiner Bindungsstelle lediglich fortgedrängt, nicht abgetrennt, und gibt unter Wiederanlagerung die Energie zhn entweder in Strahlungsform wieder ab oder überträgt sie beim Zusammenstoß mit einem anderen materiellen Teilchen in kinetischer oder potentieller Form auf dieses. Die größte mögliche Frequenz des Bandenspektrums des absorbierenden Valenzelektrons wird bestimmt durch die Relation $n < \frac{V}{h}$.

Nun sind die Frequenzen der langwelligen Banden viel kleiner als diejenigen der zugehörigen kurzwelligen Banden. Die Absorption in langwelligen Banden könnte darum nur bei einer so großen Strahlungsdichte (z sehr groß), wie sie praktisch nicht vorkommt, Ionisierung bewirken. Als erste Folgerung der Theorie ergibt sich darum der Satz: die Absorption von Licht in langwelligen Banden hat direkt keine Ionisierung des absorbierenden Atoms oder Moleküls zur Folge. Da andererseits die Frequenzen der kurzwelligen Banden von der Ordnung der größten möglichen Frequenz sind, so folgt zweitens, daß die Absorption von Licht in kurzwelligen Banden die Ionisierung des absorbierenden Atoms bewirkt, wenn die Strahlung genügend dicht ist, und zwar erfolgt die Ionisierung einzelner Atome um so häufiger, je größer bei gleicher Häufigkeit der absorbierten Quanten ihre Frequenz ist. Kommen also in dem Bandenspektrum eines Valenzelektrons mehrere kurzwellige Banden vor, so bewirkt die Absorption in den Banden kleinerer Wellenlänge eine stärkere Ionisierung als die Absorption in den Banden größerer Wellenlänge, oder es nimmt die Ionisierung mit der Annäherung an das kurzwellige Ende des Bandenspektrums zu[1]).

Die vorstehende Bedingung für die Ionisierung durch Licht habe ich an einer früheren Stelle[2]) auch für die Fluoreszenz in einem Bandenspektrum abgeleitet. Demnach treten Fluoreszenz und Ionisierung infolge von Lichtabsorption im allgemeinen gleichzeitig auf. In quantitativer Hinsicht ist jedoch zu beachten, daß die Intensität der Fluoreszenz und die Stärke der Ionisierung nicht allgemein einander proportional sind; ist nämlich die absorbierte Lichtmenge $zhn < V$, so ist wohl Fluoreszenz, aber keine Ionisierung möglich. Bei gleicher Häufigkeit der absorbierten Quanten verschiedener Frequenzen nimmt, wie ohne weiteres folgt, das Verhältnis der Fluoreszenzintensität zur Ionisierungsstärke mit wachsender Wellenlänge zu.

Die vorstehenden Folgerungen über die Ionisierung durch Licht gelten unabhängig von dem Aggregatzustand des Körpers, welchem die absorbierenden Atome oder Moleküle angehören, also ebensowohl für den gasförmigen wie für den flüssigen und festen Zustand. Der gasförmige Zustand ist allerdings dadurch aus-

1) J. Stark, diese Zeitschr. **9**, 85, 1908; Jahrb. d. Rad. u. El. **5**, 124, 1908.
2) A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 144, 1905.

1) Diese quantitative Folgerung der Theorie hat W. Steubing durch Beobachtungen über die Ionisierung des Quecksilberdampfes durch Licht bestätigt.
2) J. Stark, diese Zeitschr. **8**, 81, 1907; **9**, 85, 1908.



gezeichnet, daß in ihm die Abtrennungsarbeit V für weitaus die größte Zahl gleichartiger Atome gleich groß ist. Im flüssigen und festen Zustand ist V im allgemeinen für gleichartige Atome verschieden groß, da die Bindung eines Valenzelektrons durch die Nähe anderer Moleküle beeinflußt wird. Aus diesem Grund sind auch die Absorptionsbanden in diesen Zuständen verwaschen, während sie in Gasen im allgemeinen aus scharfen Linien sich zusammensetzen, wenigstens bei niedrigen Temperaturen.

Ehe die Methoden zum Nachweis der Ionisierung durch Licht besprochen werden, sei noch auf eine quantitative Seite des Phänomens hingewiesen. Absorbiert ein Valenzelektron, dessen Abtrennungsarbeit V ist, die Lichtmenge zhn, so tritt es mit der kinetischen Energie $zhn - V$ aus seinem Molekül aus; die „Abtrennungsgeschwindigkeit" eines Valenzelektrons $v = \sqrt{\frac{2(zhn - V)}{m}}$ ist darum um so größer, je größer die wirkende Frequenz und je größer die Strahlungsdichte ist.

§ 3. Methoden zum Nachweis der Ionisierung durch Licht.

Lichtelektrischer Effekt. — Gehört das Atom, welches kurzwellige Banden besitzt und durch Lichtabsorption in diesen ionisiert werden soll, einem flüssigen oder gasförmigen Körper an, so kann seine Ionisierung leicht durch den lichtelektrischen Effekt nachgewiesen werden. Man läßt den flüssigen oder festen Körper an einen Gasraum grenzen, stellt ihm eine Anode gegenüber, macht ihn selbst zur Kathode, indem man auf den Gasraum zwischen Körper und Anode eine Spannungsdifferenz legt; bringt man dann in der Oberflächenschicht Licht von den Frequenzen seiner kurzwelligen Banden zur Absorption, so tritt ein Teil der durch das Licht abgetrennten Valenzelektronen dank ihrer Abtrennungsgeschwindigkeit

$$v = \sqrt{\frac{2(zhn - V)}{m}}$$

aus der Oberflächenschicht in den angrenzenden Gasraum, wird hier von dem elektrischen Feld erfaßt und als lichtelektrischer Strom nach der Anode getrieben [1]).

Die Beobachtung des lichtelektrischen Stromes bedeutet zwar den Nachweis der Ionisierung, seine Stärke ist indes nur ein sehr rohes Maß für die Stärke der Ionisierung der absorbierenden Atome oder Moleküle des belichteten festen oder flüssigen Körpers. Es können nämlich die durch das Licht abgetrennten Valenzelektronen, welche eine Geschwindigkeitskomponente normal zur Grenzfläche besitzen, in um so kleinerer Zahl in den Gasraum austreten, je kleiner ihre Abtrennungsgeschwindigkeit ist. Zwei Ursachen sind wirksam, ihre Zahl zu vermindern: erstens die Bremsung durch den Zusammenstoß mit Molekülen auf dem Wege in den Gasraum, zweitens die anziehende Kraft, welche die Grenzfläche auf die austretenden Elektronen ausübt. Es sei A die Arbeit, welche beim Austritt entgegen dieser Kraft geleistet wird; es kann dann ein mit der kinetischen Energie $(zhn - V)$ abgetrenntes Valenzelektron austreten, wenn $A < zhn - V$ ist. Die kinetische Energie $(zhn - V - A)$, mit welcher das abgetrennte Elektron selbst bei Fehlen von Bremsung im Gasraum auftritt, ist demnach um so kleiner, je kleiner unter sonst gleichen Umständen n ist. Die Bremsung der austretenden Elektronen durch Zusammenstoß ist ebenfalls um so stärker, je kleiner die Geschwindigkeit ist; sie ist um so geringer, je kleiner die Dichte des Gases unmittelbar an der Oberfläche des belichteten Körpers ist.

Die Stärke des lichtelektrischen Stromes nimmt demnach mit sinkendem Druck im Gasraum zu, sie ist im Verhältnis zur Stärke der Ionisierung in der absorbierenden Oberflächenschicht um so kleiner, je kleiner die Abtrennungsgeschwindigkeit der Valenzelektronen ist, je kleiner also die absorbierten, ionisierenden Frequenzen sind, und ist Null, wenn $A > zhn - V$ ist. Die Methode des lichtelektrischen Effektes zum Nachweis der Ionisierung durch Licht versagt demnach bei kleinen Frequenzen; unterhalb der Wellenlänge $4{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm liefert sie dagegen in qualitativer Hinsicht zuverlässige Resultate und ist sehr empfindlich. So konnte sie von mir und W. Steubing [1]) zu dem Nachweis verwendet werden, daß die Absorption von Licht in kurzwelligen Banden bei organischen Substanzen Fluoreszenz und Ionisierung bewirkt, während die Absorption in langwelligen Banden diese Effekte nicht hervorbringt.

Leitfähigkeitsmethode. — Infolge der Ionisierung durch Licht entstehen in dem absorbierenden Körper Ionen; diese können durch ein in dem Körper hergestelltes elektrisches Feld in geordnete Bewegung versetzt werden; die Beobachtung ihrer Stromstärke kann darum zum qualitativen Nachweis der Ionisierung durch Licht dienen. Besitzt der zu untersuchende Körper schon unabhängig von einer Belichtung Leitfähigkeit, so wird die Ionisierung durch Licht in einer Zunahme der die Leitfähigkeit messenden Stromstärke in dem Körper sich äußern.

1) Der experimentelle Nachweis dafür, daß der lichtelektrische Effekt primär ein Volumeneffekt ist, wurde von H. Rubens u. E. Ladenburg (Verh. der Phys. Ges. 9, 749, 1907) geführt.

1) J. Stark u. W. Steubing, diese Zeitschr. 9, 481, 1908.

Es liegt auf der Hand, daß diese Methode zum Nachweis der Ionisierung durch Licht dann versagen muß, wenn die Zunahme der Leitfähigkeit infolge von Belichtung klein ist verglichen mit der Leitfähigkeit ohne Belichtung. Da die Stärke der Ionisierung durch Licht selbst in günstigen praktisch realisierbaren Fällen nur eine Sättigungsstromdichte von $1 \cdot 10^{-8}$ Amp. cm^{-2} für 1 cm^3 liefert, so kann die Leitfähigkeitsmethode nur bei solchen Körpern mit Erfolg angewendet werden, welche bei den zulässigen Feldstärken eine gesättigte Stromdichte kleiner als $1 \cdot 10^{-7}$ Amp. cm^{-2} liefern. So untersuchte ich Kaliumdampf; bei einer Temperatur von 250—300° zeigte er im Lichte des Eisen- oder Kohlelichtbogens schöne rote Fluoreszenz, ohne daß infolge der Belichtung eine Zunahme der Stärke des durch ihn gesandten Stromes bemerkbar war. Auch ohne Belichtung betrug nämlich die Stromstärke bereits $6 \cdot 10^{-6}$ Amp., die Zunahme der Stärke des Stromes hätte selbst bei Sättigung nur von der Ordnung 10^{-9} Amp. sein können, mußte sich also der Beobachtung (Messung durch Ausschlag eines Galvanometers) entziehen.

Ist der auf Ionisierung durch Licht zu untersuchende Körper fest oder flüssig, so läßt sich die Leitfähigkeitsmethode selbst dann nur schwer anwenden, wenn die Leitfähigkeit ohne Belichtung sehr klein ist. Legt man nämlich auf den zu untersuchenden Körper kleine Feldstärken (10 Volt $\times$ cm^{-1}), so erzielt man infolge der Kleinheit der Beweglichkeit der Ionen keine Sättigung der Stromstärke; diese bleibt vielmehr auch bei intensiver Belichtung im allgemeinen kleiner als $1 \cdot 10^{-10}$ Amp., ist also mit einem Galvanometer nicht zu fassen [1]. Die Anwendung großer Feldstärken bedingt andererseits Schwierigkeiten. Weiter ist bei kleiner Austrittsgeschwindigkeit, also kleiner Frequenz des absorbierten Lichtes in festen und flüssigen Körpern die Wiedervereinigung noch schwieriger auszuschließen und Sättigung zu erzielen als in Gasen (vergl. § 4).

Während also die Methode des lichtelektrischen Effektes zum Nachweis der Ionisierung in flüssigen und festen Körpern in weiten Grenzen angewendet werden kann, kommt für sie die Leitfähigkeitsmethode kaum in Betracht. Bei Gasen liegt das Verhältnis umgekehrt: da ein Gas gegen ein zweites keine Grenzfläche darbietet, kann an ihm kein lichtelektrischer Effekt sich ausbilden; dagegen kann infolge der großen Beweglichkeit der Ionen in Gasen auf sie die Leitfähigkeitsmethode zum Nachweis der Ionisierung durch Licht angewendet werden. Allerdings liefert diese Methode auch bei Gasen nur in beschränkten Grenzen positive Resultate. Erstens darf, wie bereits erwähnt wurde, die Sättigungsstromdichte ohne Belichtung nicht größer sein als ungefähr $1 \cdot 10^{-8}$ Amp. cm^{-2} für 1 cm^3, zweitens darf der lichtelektrische Strom aus der Kathode nicht von einer höheren Ordnung sein als die Ionisierungsstärke im belichteten Gas. Denn eine Belichtung der Kathode läßt sich bei der Untersuchung eines Gases auf Ionisierung durch Licht nach der Leitfähigkeitsmethode kaum völlig ausschließen.

Es sei das zu untersuchende Gas zwischen zwei ebene Elektroden von etwa 2 cm Abstand gefaßt, das Gas werde belichtet und gleichzeitig mögen direkt oder durch Reflexion auch die Elektroden Licht erhalten. Die Gaszelle sei in einen Stromkreis eingeschaltet, die Stromstärke werde in diesem durch ein empfindliches Galvanometer gemessen; der Druck des Gases werde ausgehend von großen Werten bis zu kleinen variiert. Es sind dann folgende vier Fälle möglich, welche in den Figuren 1—3 schematisch dargestellt sind.

Was den lichtelektrischen Strom aus der Kathode betrifft, so nimmt er mit sinkendem Druck zu; bei hohem Druck kann er dann für das Galvanometer unmerklich klein werden, wenn das Licht auf dem Wege durch das Gas zu der Kathode stark absorbiert wird.

Erster Fall (Fig. 1). Die Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden im Gas sei kleiner als die Spannungsdifferenz, welche frei durchlaufen ein negatives Elektron befähigt, durch Stoß ein Gasatom zu ionisieren; sie muß demnach kleiner als 6 Volt sein, da die Ionisierungsspannungen im allgemeinen größer als 6 Volt sind. Ferner absorbiere das Gas kein Licht, so daß es durch dieses auch nicht ionisiert werden kann. Unter diesen Umständen nimmt in der bekannten Weise die Stromstärke (lichtelektrischer Strom aus Kathode) in der Gaszelle mit sinkendem Druck zu, wie es die gestrichelte Kurve in Fig. 1 zeigt.

Zweiter Fall (Fig. 1). Die Spannungsdifferenz

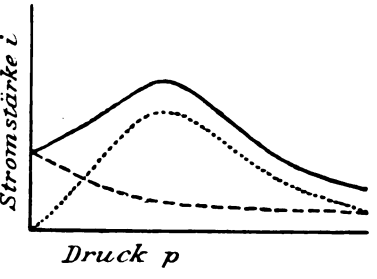


Fig. 1.

1) In der Tat konnte ich an einer Anthrazenlösung in Benzol oder in Hexan mit einem empfindlichen Galvanometer ($5 \cdot 10^{-10}$ Amp. mm^{-1}) keine Zunahme der an sich sehr kleinen Stromstärke infolge intensiver ultravioletter Belichtung beobachten (angewandte Feldstärke 100 Volt $\times$ cm^{-1}); die Fluoreszenz war hierbei intensiv.

zwischen den Elektroden sei größer als die Ionisierungsspannung; das Gas absorbiere kein Licht. In diesem Fall vermögen diejenigen aus der Kathode kommenden negativen Elektronen, welche im Gas die Ionisierungsspannung frei durchlaufen haben, durch ihren Stoß Gasatome zu ionisieren; diese Stoßionisierung nimmt mit sinkendem Gasdruck erst bis zu einem Maximum zu, um darauf nach dem Druck Null zu bis auf Null abzunehmen, wie es die punktierte Kurve in Fig. 1 zeigt. Der beobachtete Strom setzt sich in diesem Falle durch Addition aus dem lichtelektrischen Strom und aus dem Strom infolge Stoßionisierung zusammen; er nimmt, wie es die ausgezogene Kurve in Fig. 1 zeigt, mit sinkendem Druck erst bis zu einem Maximum zu und dann auf den Wert des lichtelektrischen Stromes bei sehr kleinem Gasdruck ab. Dieser Fall ist zuerst von Stoletow[1]) und Righi[2]) beobachtet und dann später[3]) in der vorstehenden Weise gedeutet worden. Es liegt zutage, daß man den Fall der Stoßionisierung auszuschließen hat, wenn man nach der Leitfähigkeitsmethode die Ionisierung eines Gases durch Licht nachweisen will. Die Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden muß also für diesen Zweck kleiner als 6 Volt sein.

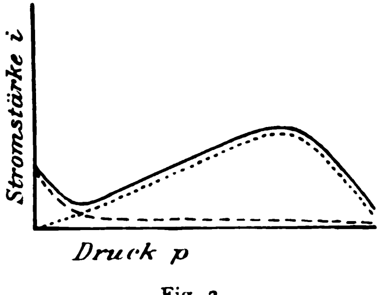


Fig. 2.

Dritter Fall (Fig. 2). Die Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden sei kleiner als die Ionisierungsspannung des Gases; das Gas absorbiere viel Lichtenergie in kurzwelligen Banden. Geht man in diesem Falle von einem hohen Gasdruck aus und läßt ihn allmählich bis zu kleinen Werten abnehmen, so beobachtet man erst ein Ansteigen der Stromstärke in der Gaszelle bis zu einem Maximum, darauf ein Abnehmen bis zu einem Minimum, darauf wieder ein Ansteigen bis zu dem Werte des lichtelektrischen Stromes bei sehr kleinem Gasdruck, wie es die ausgezogene Kurve in Fig. 2 zeigt. Diese Variation der Stromstärke mit sinkendem Druck ist zweifellos in folgender Weise zu deuten. Die Stromstärke bei höheren Gasdrucken oberhalb des Minimums rührt her von einer Ionisierung des Gases durch Licht. Bei sehr hohem Gasdruck wird das wirksame Licht schon in einer dünnen Gasschicht an der Oberfläche der Gaszelle absorbiert, in das elektrische Feld zwischen den Elektroden kann nur wenig wirksames Licht gelangen, die Stromstärke infolge von Ionisierung im Gas ist darum klein. Mit abnehmendem Gasdruck nimmt die Lichtmenge, welche in kurzwelligen Banden des Gases zwischen den Elektroden zur Absorption gelangt, erst bis zu einem Maximum zu, um darauf nach dem Druck Null zu bis auf Null abzunehmen; darum nimmt auch die Stromstärke infolge von Ionisierung durch das absorbierte Licht erst bis zu einem Maximum zu und dann wieder auf sehr kleine Werte ab, wie es die punktierte Kurve in Fig. 2 zeigt. Gleichzeitig ändert sich mit sinkendem Druck der lichtelektrische Strom aus der Kathode, wie es die gestrichelte Kurve in Fig. 2 zeigt. Aus der Superposition des lichtelektrischen Stromes und des Stromes infolge von Ionisierung resultiert der beobachtete Gesamtstrom, der ein Maximum und ein Minimum zeigt. Voraussetzung für das Auftreten des Minimums ist, daß das Maximum der Absorption von Licht durch das Gas im elektrischen Feld zwischen den Elektroden bei relativ hohen Drucken (größer als 1 mm) liegt.

Vierter Fall (Fig. 1). Die Bedingungen seien die gleichen wie im dritten Falle, indes sei die Absorption im Gas sehr intensiv, ihr Maximum liege also bei kleinen Drucken (kleiner als 1 mm). In diesem Falle resultiert aus der Superposition des Stromes infolge von Ionisierung (punktierte Kurve) und des lichtelektrischen Stromes aus der Kathode (gestrichelte Kurve) kein Minimum des gesamten Stromes; dieser zeigt lediglich ein Maximum, um darauf bis zu dem Werte des lichtelektrischen Stromes bei sehr kleinem Gasdruck abzunehmen. Um diesen vierten Fall vom zweiten Fall (Ionisierung durch Stoß) zu unterscheiden, hat man bei dem Drucke, für welchen die Stromstärke im Maximum ist, die Spannungsdifferenz e, ausgehend von Null, zu variieren und festzustellen, daß die Spannungsdifferenz, für welche man die i, p-Kurve aufgenommen hat, kleiner ist als diejenige (Ionisierungsspannung), bei welcher die Ionisierung durch Stoß in der i, e-Kurve sich zu zeigen beginnt. Ich bemerke übrigens, daß ich bis jetzt kein Beispiel für diesen vierten Fall aufgefunden habe.

Fünfter Fall (Fig. 3). Die Bedingungen seien dieselben wie im dritten Falle; nur sei die durch das Gas absorbierte Lichtmenge klein im Verhältnis zu der von der Kathode absorbierten Lichtmenge. Der Strom infolge von Ionisierung des Gases (punktierte Kurve) sei also auch im Maximum klein verglichen mit

1) A. Stoletow, Journ. de phys. **9**, 468, 1890.
2) A. Righi, Atti Acad. Lincei **6**, 81, 1890.
3) J. S. Townsend, Phil. Mag. **1**, 198, 1901; J. Stark, Ann. d. Phys. **8**, 815, 1902.

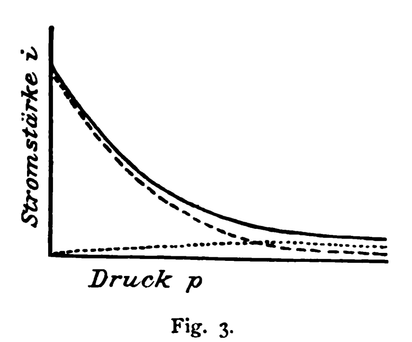


Fig. 3.

dem lichtelektrischen Strom aus der Kathode (gestrichelte Kurve). In der Superposition der beiden Ströme (ausgezogene Kurve) kann sich dann die Ionisierung in einem Maximum der i, p-Kurve nicht mehr bemerkbar machen. Die Leitfähigkeitsmethode versagt in diesem Falle.

Zusammenfassend läßt sich über die Leitfähigkeitsmethode folgendes sagen. Um mit ihrer Hilfe die Ionisierung eines Gases durch Licht nachzuweisen, lege man auf das Gas eine Spannungsdifferenz, welche kleiner ist als die Ionisierungspannung, und beobachte ausgehend von großen Werten des Druckes bei Sinken desselben bis zu kleinen Werten die Stromstärke durch das Gas, während dieses durch Licht in dem Gebiete seiner kurzwelligen Banden bestrahlt wird. Zeigt die Stromstärke bei einem Werte des Gasdruckes ein Maximum, um darauf wieder abzunehmen, so ist dies ein Zeichen der Ionisierung des Gases durch das absorbierte Licht. Die Leitfähigkeitsmethode versagt, wenn die Leitfähigkeit des Gases ohne Belichtung sehr viel größer ist als die Zunahme durch Belichtung, ferner wenn die Stromstärke infolge Ionisierung beträchtlich kleiner ist als der lichtelektrische Strom aus der Kathode.

Kanalstrahlenmethode. — Es ist möglich, daß im letzten Falle folgende Methode zum Ziele führt. Man legt auf das Gas zwischen den Elektroden eine Spannungsdifferenz, welche kleiner ist als die Ionisierungsspannung, wendet eine mit zahlreichen Öffnungen versehene Kathode an und stellt hinter dieser einen Faradayschen Käfig mit einem Auffänger auf, welcher mit einem empfindlichen Elektrometer verbunden ist. Durch das elektrische Feld werden dann die im Gas durch das Licht erzeugten positiven Ionen nach der Kathode zu angetrieben; bei niedrigem Druck vermögen sie größere Beträge der Spannungsdifferenz frei zu durchlaufen, erlangen darum eine erhebliche Geschwindigkeit und treten dann dank dieser zum Teil durch die Kanäle in der Kathode hindurch in den Auffänger hinter ihr. Das Auftreten von positiver Ladung auf diesem bei Belichtung des Gases ist dann ein Zeichen für die Ionisierung des Gases durch Licht. Zur Kontrolle ist ein zweites, das Licht nicht absorbierendes Gas einzufüllen und zu untersuchen, ob auch bei ihm der Auffänger eine gleiche große positive Ladung wie zuvor erhält. Ist dies der Fall, so ist zu erwägen, ob diese positive Ladung durch Emission positiver Ionen von seiten der belichteten Anode bez. der belichteten Kathode kommt.

Die Kanalstrahlenmethode hat den Nachteil, daß sie nur bei niedrigem Gasdruck angewendet werden kann, da dann allein die Bremsung der positiven Ionen so klein ist, daß sie in den Auffänger gelangen können. Ich habe sie nicht realisiert und kann darum ihre Brauchbarkeit nicht beurteilen; ich beschränke mich darauf, die Größenordnung des zu erwartenden Kanalstrahlenstromes für einen Spezialfall zu schätzen. Die Größenordnung der von mir weiter unten beschriebenen Stromstärken infolge von Ionisierung beträgt $5 \cdot 10^{-9}$ Amp., die Größenordnung der zugehörigen Drucke schätze ich auf 50 mm. Nehmen wir nun an, die Stromstärke infolge Ionisierung betrage bei einem anderen Gas (z. B. Benzol oder Naphthalin) $1 \cdot 10^{-9}$ Amp. bei 50 mm Druck, so würde bei einem Druck von $5 \cdot 10^{-4}$ mm die Größe des Kanalstrahlenstromes, der sich nach der vorstehenden Methode beobachten ließe, von der Ordnung $1 \cdot 10^{-14}$ Amp. werden.

§ 4. Lichtionisierung von Anthrazen-, Diphenylmethan-, α-Naphthylamin- und Diphenylamindampf.

Spezielle Methoden. Nach der Leitfähigkeitsmethode habe ich einige Dämpfe auf Lichtionisierung untersucht. Das Gefäß, in welchem sie zur Untersuchung kamen, war aus Quarzglas von W. C. Heraeus und hatte die aus Fig. 4 (2,9 natürl. Größe) ersichtliche Form. Es

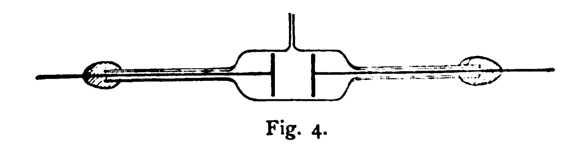


Fig. 4.

war auf einer Seite, wie es der Querschnitt in Fig. 5 zeigt, abgeflacht, um eine intensive Be-

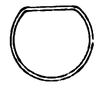


Fig. 5.

strahlung zu ermöglichen. Es besaß scheibenförmige Elektroden aus Nickelstahl, welche den Querschnitt bis auf 1 mm Abstand von der Wand ausfüllten; ihr Abstand voneinander betrug 2,4 cm. Sie saßen an 1,5 mm dicken,

14 cm langen Nickelstahldrähten, diese hatten Führung in 8 cm langen, eng anliegenden Ansatzröhren aus Quarzglas; an deren Enden wurden sie mit Siegellack eingekittet. Die Länge der Drähte und Ansatzröhren war zu dem Zwecke so groß gewählt, daß die Scheibenelektroden und die sie umgebende Gefäßpartie stark erhitzt werden konnte, ohne daß die Kittungen gefährdet wurden. Die Ansatzröhren mußten an den Drähten zu dem Ende dicht an den Drähten anliegen, damit sie diese kühlten und damit außerdem die in das Gefäß eingeführten Substanzen infolge von Kondensation in dem kapillaren Zwischenraum die Kittstellen vor dem heißen Dampf in dem Raum zwischen den Elektroden abdichteten.

Das Quarzgefäß wurde vor der Untersuchung einer jeden Substanz mit Benzol, Alkohol, Äther ausgespült, dann unter Durchblasen von Luft in allen Teilen auf Rotglut erhitzt. Darauf wurden die Elektroden festgekittet, das Gefäß zunächst ohne Substanz an die Luftpumpe gesetzt und unter Erhitzung hoch evakuiert. Dann wurde es wieder abgenommen und die zu untersuchende Substanz durch das Evakuationsrohr hindurch eingeführt. Darauf wurde es wieder an die Pumpe gesetzt und, während es in Kohlensäureschnee eingebaut war, hoch evakuiert und sofort darauf wurde das Evakuationsrohr mit dem Sauerstoffgebläse in etwa 3 cm Abstand von dem zentralen Teil des Gefäßes abgeschmolzen.

Das abgeschmolzene Gefäß wurde in einen Stromkreis geschaltet, in dem sich ein großer Sicherheitswiderstand, eine Akkumulatorenbatterie, deren Zellenzahl von 1 bis 6 variiert werden konnte, ein Umschalter und ein Spulengalvanometer befand, das pro 1 mm Ausschlag eine Stromstärke von $1 \cdot 10^{-9}$ Amp. anzeigte. Alle Teile des Stromkreises waren sorgfältig durch Paraffin oder Hartgummi isoliert, im Quarzgefäß selber waren die Eisenelektroden durch das Quarzglas gegeneinander vorzüglich isoliert.

Zur Belichtung des zu untersuchenden Dampfes diente das neue Modell der Quecksilberquarzlampe von W. C. Heraeus, sie wurde dicht an die abgeflachte Seite des Quarzgefäßes gerückt; mit einer Serie von Beobachtungen wurde nicht eher begonnen, als bis die Lampe stationär auf 3,4 Amp. eingebrannt war. Wie bekannt ist, erstreckt sich die Emission der Quecksilberquarzlampe wegen der Absorption im amorphen Quarz und im Sauerstoff nicht unter 185 $\mu\mu$. Wurde bei der Untersuchung der ausgewählten Dämpfe 1,5 mm dickes Natronglas zwischen Lampe und Gefäß gehalten, so verschwand die Stromstärke im Galvanometer in allen Fällen fast vollständig. Das in den nachstehenden Beobachtungen als Ionisator wirksame Licht liegt demnach zwischen 185 und 380 $\mu\mu$.

Zur Untersuchung auf Ionisierung durch Licht wählte ich die Dämpfe von Anthrazen, Diphenylmethan, α-Naphthylamin und Diphenylamin. Das Molekül dieser Substanzen besitzt nämlich erstens in dem Gebiete 185—400 $\mu\mu$ kurzwellige Banden, fluoresziert in Lösung intensiv und zeigt im festen Zustand einen großen lichtelektrischen Effekt, wie von mir und W. Steubing[1]) bereits früher festgestellt wurde. Zweitens besitzen diese Substanzen bereits bei mäßigen Temperaturen einen beträchtlichen Dampfdruck, es kann also bei ihnen durch Variation der Temperatur der Druck im Gasraum gemäß der Forderung der Leitfähigkeitsmethode von hohen bis zu niedrigen Werten variiert werden.

Bei den Beobachtungen stand das Quarzgefäß vertikal. Diese Stellung wurde zu dem Zweck gewählt, damit zwischen den Elektroden keine geschmolzene oder erstarrte Substanz sich ablagern konnte. Die Anheizung wurde für das Gebiet des Gefäßes zwischen den Elektroden am intensivsten gemacht, damit hier keine Kondensation des Dampfes eintreten konnte. Sie wurde mit einer kleinen steifen Bunsenflamme oder mit einer um den zentralen Teil des Gefäßes gelegten Heizspirale auf elektrischem Wege bewirkt. Die Abkühlung unter Zimmertemperatur erfolgte, indem in eine auf das Gefäß gekittete Glasröhre Kohlensäureschnee eingefüllt wurde.

Spezielle Resultate. Die Dämpfe der vier untersuchten Substanzen zeigen folgendes gemeinsame Verhalten bei Absorption von ultraviolettem Licht und Variation des Druckes. Bei einer Spannungsdifferenz von zwei Volt zwischen den Elektroden ist bei hohem Druck die Stromstärke durch den Dampf klein, mit sinkendem Druck (Temperatur) wächst die Stromstärke erst bis zu einem Maximum, nimmt dann wieder bis zu einem Minimum ab und darauf wieder zu; sie verhalten sich also alle wie der oben diskutierte dritte Fall (Fig. 2).

In ultraviolett belichtetem Dampf von Anthrazen betrug die Stromstärke bei hohem Druck $1 \cdot 10^{-10}$ Amp., bei sinkendem Druck stieg sie langsam bis zu $5 \cdot 10^{-9}$ Amp. an, nahm darauf langsam bis auf $1 \cdot 10^{-9}$ Amp. ab und stieg dann rasch bis zu $10 \cdot 10^{-9}$ Amp. bei der Temperatur von Kohlesäureschnee an.

1) J. Stark u. W. Steubing, diese Zeitschr. 9, 481, 1908.

In ultraviolett belichtetem Dampf von Diphenylmethan war bei starker Anheizung die Stromstärke kleiner als $1 \cdot 10^{-10}$ Amp., stieg bei Abkühlung bis zu einem Maximum von $8 \cdot 10^{-10}$ Amp., sank darauf bis zu $1 \cdot 10^{-10}$ Amp. und stieg bei weiterer Abkühlung durch Kohlensäure wieder bis zu $15 \cdot 10^{-10}$ Amp.

In ultraviolett belichtetem Dampf von Diphenylamin betrug bei starker Anheizung die Stromstärke $1 \cdot 10^{-10}$ Amp., stieg bei Abkühlung erst bis auf $2{,}5 \cdot 10^{-9}$ Amp., nahm dann bis auf $2 \cdot 10^{-10}$ Amp. ab, um darauf bei weiterer Abkühlung durch Kohlensäureschnee bis auf $2 \cdot 10^{-9}$ Amp. wieder zu steigen.

In ultraviolett belichtetem Dampf von α-Naphthylamin war bei starker Anheizung die Stromstärke kleiner als $1 \cdot 10^{-10}$ Amp., nahm bei Abkühlung erst bis auf $4 \cdot 10^{-9}$ Amp. zu, bei weiterer Abkühlung bis auf Zimmertemperatur wieder ab bis zu $1 \cdot 10^{-9}$ Amp. und darauf wieder zu.

Es ist ein Mangel der vorstehenden Beobachtungen, daß in ihnen nur qualitativ die Variation des Dampfdruckes angegeben werden kann, da die Dampftensionen der obigen Substanzen noch nicht bestimmt wurden. Um roh die Größe des Druckes zu schätzen, ließ ich für ganz kurze Zeit durch die Dämpfe die Entladung eines kleinen Induktoriums übergehen und beobachtete die Leuchterscheinungen an der Kathode. Auf Grund dieser Beobachtungen schätze ich, daß der Druck der Dämpfe bei ihrer maximalen Ionisierung von der Größenordnung von 50 mm war. Diese Zahl ist auch in Übereinstimmung mit den früheren Beobtungen über die Intensität der Fluoreszenz der untersuchten Substanzen; es ergab sich nämlich intensive Fluoreszenz bis zu einer Tiefe von 1,5 cm bei einer Konzentration $4 \cdot 10^{-4}$ g/cm^{-3}; diese entspricht einem Druck von 40 mm bei 0^0 im gasförmigen Zustand.

Für eine jede der untersuchten Substanzen wurde der Druck (Temperatur), bei welchem die Ionisierung im Maximum war, für längere Zeit festgehalten und in zyklischer Variation der Spannungsdifferenz von 0—12,6—0 Volt in Intervallen von 2,1 Volt die i, e-Kurve aufgenommen. In den Figuren 6 und 7 sind die erhaltenen Werte

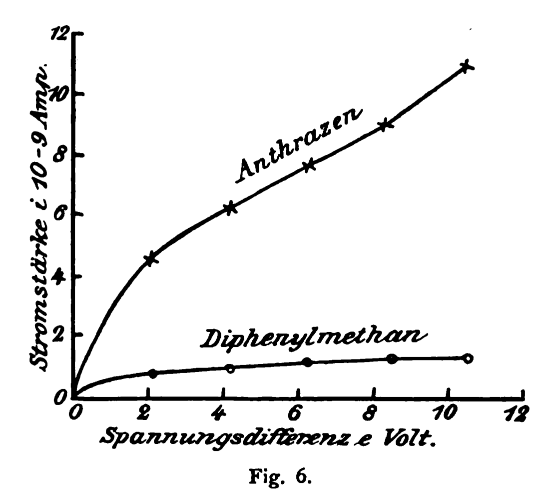


Fig. 6.

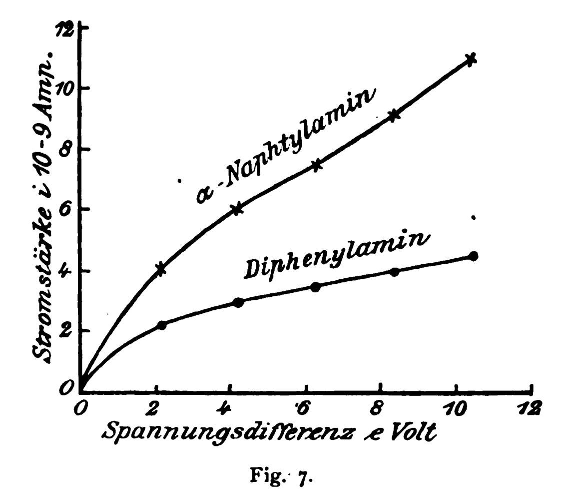


Fig. 7.

graphisch wiedergegeben. Beim Studium und Vergleich der vier Kurven fällt auf, daß zwar hinter zwei Volt das Ansteigen der Stromstärke langsamer erfolgt als davor, daß aber trotz der geringen Ionisation selbst bei 10 Volt die Stromstärke noch keine Sättigung zeigt, sondern fast in linearer Relation mit der Spannungsdifferenz wächst. Ich halte es für ausgeschlossen, daß dieses weitere Anwachsen in Stoßionisierung seinen Grund hat; diese kann bei so hohen Drucken (50 mm) infolge der Kleinheit der frei durchlaufenen Spannungsdifferenz noch nicht statthaben; ich vermute den Grund jener Er-

scheinung vielmehr in folgendem Umstand. Wie bereits oben dargelegt wurde, hängt die Abtrennungsgeschwindigkeit eines absorbierenden Valenzelektrons von der Frequenz des absorbierten Lichtquantums ab; sie nimmt mit dieser ab. Während bei Röntgenstrahlen die kinetische Energie des abgetrennten Elektrons groß ist (Größenordnung $1{,}5 \cdot 10^{-8}$ erg), beträgt sie für das hier angewendete spektrale Gebiet nur $4{,}6 \cdot 10^{-12}$ erg. In jenem Falle können darum die abgetrennten Elektronen weit von ihren Restatomen sich entfernen, in diesem dagegen werden sie bereits in unmittelbarer Nähe ihrer Restatome durch Zusammenstoß zum Stillstand gebracht. Nach der Bremsung im Gas können die abgetrennten Elektronen den elektrischen Kräften folgen, welche die Wiedervereinigung der positiven und negativen Ionen bewirken. Diese kann um so rascher sich vollziehen, je kürzer der Weg ist, welchen die Ionen zueinander durch das Gas hindurch zurückzulegen haben; sie wirkt daher im Falle des ultravioletten Lichtes (180—380 $\mu\mu$) schneller als im Falle der Röntgenstrahlung. Ein elektrisches Feld kann in diesem Falle schon bei relativ kleiner Stärke den wechselseitigen Kräften zwischen den weit voneinander entfernten positiven und negativen Ionen überlegen sein und Sättigung der Stromstärke bewirken. In jenem Falle wird ein elektrisches Feld von mäßiger Stärke zunächst nur die weit voneinander entfernten Ionen entgegen ihrer wechselseitigen Anziehung an die Elektroden treiben, bei weiterem Anwachsen wird es auch die einander näher gebliebenen Ionen an der Wiedervereinigung hindern und ein weiteres Anwachsen der Stromstärke erzwingen[1]).

Erwähnt sei noch, daß ich auch Benzol- und Naphthalindampf untersuchte. Ihre kurzwelligen Banden liegen weiter nach Ultraviolett zu als diejenigen der obigen Substanzen. Sie erhalten darum von der verwendeten Lichtquelle wenig wirksames Licht, fluoreszieren mäßig intensiv; festes Naphthalin zeigt einen ungefähr zehnmal kleineren lichtelektrischen Effekt als festes Anthrazen. Demnach war es von vornherein zweifelhaft, ob ihre Ionisierung durch Licht mit der angewendeten Methode sich fassen ließ. In der Tat zeigten Benzol- und Naphthalindampf bei Drucken von ungefähr 30 mm zwar eine Stromstärke von $1-10 \cdot 10^{-10}$ Amp., indes ließ sich bei ihnen wegen der Kleinheit dieser vermutlich maximalen Stromstärke infolge Ionisierung die Abnahme der Stromstärke hinter einem Maximum bei sinkendem Druck nicht mehr mit Sicherheit fassen und nach Belieben reproduzieren.

1) Auf Grund der obigen Überlegungen ist zu folgern, daß der Koeffizient der Wiedervereinigung etwas von der Art der Ionisierung (große bzw. kleine Abtrennungsgeschwindigkeit der Elektronen) abhängen dürfte. Ferner ist folgendes Phänomen zu erwarten. Verliert ein Atom zwei Elektronen bei kleiner Abtrennungsgeschwindigkeit und hohem Gasdruck, so wird dank der großen elektrischen Kraft zwischen Restatom und nahen Elektronen sofort Wiedervereinigung statthaben und das zweiwertige Ion verschwinden. Hat dasselbe dagegen bei großer Abtrennungsgeschwindigkeit statt, so wird die Wiedervereinigung schwieriger und es kann sich das zweiwertige positive Atomion länger im Gas behaupten. Dieser Gesichtspunkt dürfte bei der Deutung der Versuche von J. S. Townsend (Proc. Roy. Soc. **80**, 207, 1908) und J. Franck u. W. Westphal (Verh. d. Phys. Ges. **11**, 146, 276, 1909) zu berücksichtigen sein.

Zum Schlusse sei noch die Frage beantwortet, welchem Atom die negativen Valenzelektronen angehören, die von den Molekülen des Anthrazen-, Diphenylmethan-, Diphenylamin- und α-Naphthylamindampfes durch die Absorption von Licht abgetrennt werden. Wie an früheren Stellen begründet wurde, sind die Zentra der kurzwelligen Absorptionsbanden dieser Substanzen gelockerte Valenzelektronen der Kohlenstoffatome der kondensierten Benzolringe. Diese gelockerten Valenzelektronen der Kohlenstoffatome sind es demnach, welche bei der Ionisierung durch Licht von ihren Atomen und somit von dem Molekül abgetrennt werden, in welches diese eingebaut sind. In dem hier untersuchten Falle handelt es sich also immer um die Ionisierung des Kohlenstoffatoms durch Licht im Gebiete 180—380 $\mu\mu$. Von W. Steubing[1]) wurde im hiesigen Physikalischen Institut der Nachweis geführt, daß das Quecksilberatom im dampfförmigen Zustand durch Licht im Gebiete von 180—240 $\mu\mu$ ionisiert wird. Und nehmen wir die Beobachtungen Palmers als beweiskräftig an, so ist Sauerstoff der dritte Fall der Lichtionisierung eines Atoms im gasförmigen Zustand; bei ihm wird die Ionisierung durch Licht im Gebiete von 120—190 $\mu\mu$ bewirkt.

1) Herr Steubing wird seine Beobachtungen über die Fluoreszenz und Ionisierung des Quecksilberdampfes demnächst veröffentlichen.

Aachen, Physik. Institut d. Techn. Hochschule, August 1909.

(Eingegangen 29. August 1909.)

Über den elektrischen Lichtbogen zwischen Metallelektroden.

Dritte Mitteilung[1]).

Von W. G. Cady.

IV. Die Eigenschaften der Schwingungen zwischen Glimmlicht und Bogen.

In der zweiten Mitteilung wurde der Nachweis erbracht, daß, wenn eine Entladung bei geringer Stromstärke unter der Einwirkung

1) Erste Mitteilung, diese Zeitschr. **8**, 890, 1907; zweite Mitteilung, diese Zeitschr. **10**, 569, 1909. — Die Abschnitte und Paragraphen sind in der zweiten und dritten Mitteilung fortlaufend numeriert.

einer angelegten EMK. von mehreren Hundert Volt von einer metallischen Kathode aus in einem Gase übergeht, das am besten aus einem Gemisch von Wasser und Azetondampf besteht, daß dann schnelle elektrische Schwingungen entstehen, deren Frequenz wesentlich durch die elektrischen Konstanten jener Teile des Stromkreises bestimmt wird, die der Entladungsröhre benachbart sind. Die Ursache der Schwingungen scheint ein rascher hin und her verlaufender Wechsel zwischen Bogen und Glimmlicht zu sein.

In den folgenden Paragraphen sollen die Eigenschaften dieser Schwingungen, soweit ich sie untersucht habe, besprochen werden.

§ 15. Der Apparat. — Vorversuche lehrten, daß es wünschenswert sei, eine Entladung zwischen Elektroden von möglichst einfacher Gestalt zu verwenden, damit die Schwingungen nicht in der Nähe der eigentlichen Entladung einem unnötig hohen Werte des Widerstandes oder der Selbstinduktion begegnen. Zu diesem Zwecke führte ich gerade Messingstäbe, *A*, *A* (Fig. 1) von 3 mm Stärke durch Korkstopfen in die Enden einer Glasröhre von ungefähr 3 cm Weite und 10 cm Länge ein. Gewöhnlich benutzte ich als Elektroden Scheiben von etwa 1 cm Durchmesser mit leicht abgerundeten Flächen. Ich fertigte eine Anzahl solcher Scheiben aus verschiedenen Metallen, aber von gleicher Gestalt und Größe an, die auf die Stäbe aufgeschraubt werden konnten.

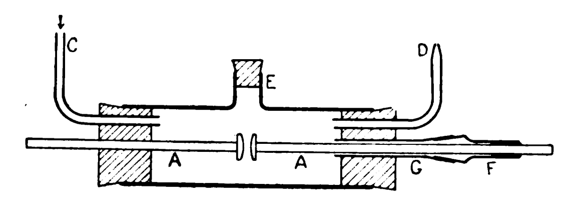


Fig. 1.

Ein Gemisch aus Wasserstoff und Azetondampf wurde durch das Glasrohr *C* eingelassen und trat bei *D* wieder aus, wo es mit einer winzigen Flamme brannte. *E* war ein kleines seitlich abzweigendes Rohr, das mit einem Korken verschlossen war, und durch das eine Bürste zur Reinigung der Elektroden eingeführt werden konnte. Da ich nur bei Atmosphärendruck arbeitete, so war keine besondere Kittung, außer ein wenig Klebewachs, erforderlich.

Die positive Elektrode wurde durch den Stromdurchgang kaum irgendwie angegriffen, die Kathode aber wies an jeder Stelle, von der aus die Entladung stattgefunden hatte, eine kleine Höhlung auf. Ich mußte die Kathode von Zeit zu Zeit ein wenig drehen sowie die Länge der Entladung (wenige Zehntelmillimeter) recht sorgfältig einstellen. Deshalb war einer der beiden Messingstäbe in eine Glasröhre *F* eingekittet, die durch einen geraden Schliff mit einer zweiten Röhre *G* verbunden war. Diese letztere war in den Korken eingekittet. Dadurch, daß ich die beiden Stäbe in ihren Haltern ein wenig exzentrisch angebracht hatte, und durch Drehung oder geringes Einschieben oder Ausziehen von *F* konnte ich sehr feine Einstellungen erreichen.

§ 16. Solange der Stromkreis wenigstens auf einer Seite der Röhre einige Meter weit von der Entladung frei von allzu großer Selbstinduktion oder allzu großem Widerstand war, konnte ich gute Schwingungen erhalten. Bei den meisten meiner Versuche erstreckten sich starke Kupferdrähte von der Röhre aus in ungefähr einem Meter Abstand voneinander etwa 15 m weit mit möglichst wenig Biegungen. An den entfernteren Enden dieser Drähte befanden sich zunächst große Selbstinduktionsspulen, dann die Regulierwiderstände, der Amperemeterkurzschluß und die elektromotorische Kraft; diese letztere bestand aus einem kleinen Generator von 650 Volt, mit dem zeitweise etwa 350 Volt als Zusatz in Reihe geschaltet wurden. Die angewandten Stromstärken bewegten sich zwischen 0,0025 und 0,25 Ampere, und zwar entstanden die stärksten Schwingungen bei ungefähr 0,1 Ampere.

Wenn ich die Elektroden zur gegenseitigen Berührung brachte und sie dann ein wenig voneinander trennte, so bildete die Entladung einen winzigen Lichtfleck zwischen ihren nächstbenachbarten Teilen. Dieser Lichtfleck war von bläulicher Farbe, nicht sehr hell, und seinem Aussehen nach sowohl von einem Bogen als auch von einer Glimmentladung verschieden. Das Vorhandensein von Schwingungen, die den Stromkreis bis zu den Selbstinduktionsspulen durchliefen, wurde durch die Erwärmung eines bolometrischen Detektors oder durch das Aufleuchten einer Kontrollampe im Entladungsstromkreise angezeigt (siehe § 18).

§ 17. Wechselstrom als Energiequelle für die Schwingungen. — In Anbetracht der Kürze der Entladungsstrecke glaubte ich, daß eine Wechselstrom-EMK. von mäßiger Stärke zur Unterhaltung der Entladung ausreichen könnte [1]). Demgemäß transformierte ich die Spannung der Zentrale von 60 Perioden auf ungefähr 880 Volt hinauf und verwandte sie an Stelle der gewöhnlich benutzten Gleichstromquelle. Bei einer Effektivstromstärke von etwa 0,06 Ampere erhielt ich Schwingungen von ziemlicher Intensität, mit denen ich die meisten der weiterhin zu beschreibenden Versuche ausführen konnte.

Diese Verwendung des Wechselstromes zur

1) Vergl. Peukert, ETZ. **28**, 562, 1908.

Erzeugung von Hochfrequenzschwingungen legt die Vermutung nahe, daß der Effekt, den Duddell in seiner jüngst erschienenen Veröffentlichung „Short spark phenomena" beschrieben hat[1]), möglicherweise auf Pulsationen von der Art beruhen, wie ich sie hier beschreibe.

§ 18. Eigenschaften der Schwingungen. — Die folgenden einfachen Versuche veranschaulichen schlagend die Eigenschaften dieser Schwingungen. Leider sind alle meine Versuche, die Energieausbeute zu steigern, fruchtlos gewesen, denn die maximale Potentialdifferenz ist nur die einer Glimmentladung, und die Entladung degeneriert zu einem stetigen Bogen, wenn man die Stromstärke viel über 0,2 Ampere hinaus erhöht. Ein eng gekoppelter Resonanzumformer wirkt auf die Entladung in der Weise ein, daß er die Schwingungen schwächt. Immerhin können die Schwingungen für Demonstrationszwecke ein gewisses Verwendungsgebiet finden, denn sie zeigen die Haupteigenschaften hochfrequenter Wechselströme mit überaus einfachen Apparaten. Die angelegte EMK. kann eine Wechselstromquelle sein, ist aber besser eine Gleichstromquelle, und eine solche wollen wir hier auch voraussetzen.

a) Man schalte mit der Röhre in Reihe ein Gleichstromamperemeter und eine Glühlampe von ungefähr 0,5 Ampere Kapazität. Wenn die Elektroden einander berühren, so zeigt das Amperemeter etwa 0,2 Ampere an, und die Lampe glüht schwach. Wenn man dann die Elektroden voneinander entfernt, so gibt das Amperemeter eine verminderte Stromstärke an; wenn aber Schwingungen vorhanden sind, so brennt die Lampe hell, ein Zeichen dafür, daß die Effektivstärke des Wechselstromes größer ist als die Stärke des von der Stromquelle gelieferten Gleichstromes. Auf Grund der Helligkeitszunahme der Lampe läßt sich eine rohe Schätzung des Wirkungsgrades der Umwandlung des Gleichstroms in Wechselstrom ausführen. Eine Miniaturlampe oder eine Lampe von mehreren Hundert Ohm Widerstand sind gleich gut zu verwenden. Fast bei allen unseren Untersuchungen war eine 8-Volt-Lampe von 2 Kerzenstärken mit der Entladungsröhre in Reihe geschaltet und erwies sich als ein ausgezeichneter Anzeiger für das Auftreten von Schwingungen.

b) Man schalte ein paar Windungen starken Drahtes mit der Röhre in Reihe und parallel zu dieser Spule eine Lampe mit hohem Widerstand. Diese Lampe glüht hell. Auf diese Weise führten wir unsere erste Schätzung der Schwingungszahl als Funktion der Selbstinduktion der Spule, sowie des Widerstandes und der (auf Grund der Helligkeit geschätzten) Voltzahl der Lampe aus.

c) Man schalte mit der Röhre in Reihe zunächst eine Miniaturlampe, dann einen Widerstand von mehreren Hundert Ohm, und schließlich eine zweite Miniaturlampe. Die erste Lampe glüht hell, die zweite wenig oder gar nicht, ein Zeichen dafür, daß die Schwingungen von dem hohen Widerstand absorbiert worden sind.

d) Man ersetze den großen Widerstand des vorigen Versuches (c) durch eine Selbstinduktionsspule von geringem Widerstand. Das Ergebnis ist dasselbe wie zuvor infolge der Reflexion und Absorption der Wellen seitens der Selbstinduktion.

Diese Versuche erklären die Tatsache, daß die entfernteren Teile des Stromkreises vollständig frei von Schwingungen sind. Wenn beispielsweise eine kleine Lampe, ein paar Meter geraden Drahtes, eine zweite Lampe und eine größere Selbstinduktion mit der Entladung in Reihe geschaltet sind, so wird die der Röhre näher stehende Lampe unter der Einwirkung der Schwingungen aufleuchten, während die andere dunkel bleibt, ein Zeichen dafür, daß ein Knoten der Stromstärke an der Selbstinduktion liegt, gerade wie am Ende eines offenen Oszillators.

Wir haben diese Versuche auch unter Verwendung eines Hitzdrahtamperemeters an Stelle der Lampen wiederholt und mit dieser Anordnung verschiedene Teile des Stromkreises auf Schwingungen hin untersucht. Tabelle I gibt ein Beispiel für diese Beobachtungen.

Tabelle 1.

i_0	i	$i_1 = i - i_0$
0,063	0,243	0,180
0,093	0,265	0,172
0,124	0,284	0,160

Jede Beobachtungsreihe in dieser Tabelle entspricht einem anderen äußeren Widerstande. In der Tabelle bedeutet i_0 die von der Stromquelle gelieferte Stromstärke in Ampere, i die Stromstärke, die das Hitzdrahtinstrument dicht an der Entladung angibt, und i_1 die Effektivstromstärke des Wechselstromes; diese letztere ist in einem Falle nahezu dreimal so groß wie die Stärke des zugeführten Gleichstromes.

e) Schaltet man zu beiden Seiten der Entladungsröhre eine Selbstinduktion von mäßiger Größe an, so wird die Entladung unregelmäßig und geräuschvoll, und es treten keine Hochfrequenzschwingungen auf. Anscheinend besteht ein kritischer Wert der Selbstinduktion, bei dem die Schwingungen plötzlich aufhören. Aus dem Aufhören der Schwingungen scheint

1) Duddell, Proc. Phys. Soc. London **21** (III), 275, 1909.

hervorzugehen, daß die Pulsationen zwischen Glimmlicht und Bogen oberhalb einer gewissen Frequenz nicht auftreten können.

f) Man nehme die eine Klemme einer Glühlampe mit hohem Widerstand in die Hand und berühre mit der anderen den Entladungsstromkreis in der Nähe der Röhre. Die Lampe leuchtet auf, und zwar ist das Licht auf der Seite der Röhre heller, die einer Selbstinduktion näher gelegen ist, und gerade hier tritt der Bauch der EMK.-Welle auf.

g) Mit Hilfe eines Frequenzmessers mit einem Meßbereich von $0,2 \cdot 10^6$ bis $5 \cdot 10^6$ Perioden in der Sekunde lassen sich die Grundschwingung und ihre höheren Oberschwingungen nachweisen. Am besten verfährt man so, daß man eine Spule von ein paar Windungen im Entladungskreise induktiv auf eine zweite Spule wirken läßt, die ziemlich eng mit ihr gekoppelt ist. Wenn die zweite Spule mit einer kleinen Lampe und einem verstellbaren Kondensator in Reihe geschaltet ist, so kann man bei langsamer Veränderung der Kapazität zuweilen die Lampe drei- bis viermal aufleuchten sehen, wenn man nacheinander die Partialschwingungen durchläuft. Zuweilen glüht die Lampe heller als eine ähnliche in den Entladungskreis eingeschaltete.

h) Wenn die Koppelung im vorigen Versuche eng ist, so findet man beim Schließen des Resonanzkreises, daß die Stromstärke des aus der Stromquelle kommenden Gleichstromes verringert wird, ein Zeichen für die erfolgte Rückwirkung des Sekundärkreises auf den Primärkreis.

§ 19. Energie und Wirkungsgrad der Schwingungen.

Der folgende Versuch wurde ausgeführt, um ausfindig zu machen, ein wie hoher Prozentsatz der in der Entladung verausgabten Gleichstromenergie sich in Energie elektrischer Schwingungen umwandeln ließe. Zwei vierkerzige 110 Volt-Glühlampen von je etwa 700 Ohm Widerstand wurden zu beiden Seiten der Röhre in den Entladungskreis eingeschaltet. Sie absorbierten nahezu die gesamte Energie der Schwingungen und glühten heller, wenn die Entladung überging, als wenn die Elektroden einander berührten.

Die gesamte von den Lampen absorbierte Leistung ist in der ersten Spalte der Tabelle II angegeben. Sie wurde auf Grund der Helligkeit der Lampen geschätzt. In der zweiten Spalte ist angegeben, wieviel Watt in den Lampen durch die Gleichstromkomponente verausgabt worden sind; diese Zahl wurde gewonnen durch Multiplikation des Quadrates der Generatorstromstärke (diese ist in der letzten Spalte angegeben) mit dem Lampenwiderstand. Die Differenz zwischen der ersten und der zweiten Spalte gibt an, wieviel Watt die Lampen an Wechselstrom verzehrt haben. Die Wattzufuhr seitens der Stromquelle zur Entladung — unter Vernachlässigung des äußeren Widerstandes — ist in der vierten Spalte angegeben, während die fünfte Spalte den Wirkungsgrad enthält, der sich aus der Division der dritten Spalte durch die vierte ergibt. Wie man sieht, ist der höchste verzeichnete Wirkungsgrad 66 v. H.

Tabelle II.

Wattzahl in den Lampen			Wattzufuhr zum Bogen	Prozentischer Wirkgs.-grad	Generatorstromstärke in Ampere
insgesamt	Gleichstrom	Wechselstrom			
13,8	5,4	8,4	18,0	46	0,06
19,6	7,4	12,2	21,2	57	0,072
25,0	9,0	16,0	24,2	66	0,082
36,0	20,4	15,6	34,5	45	0,125

§ 20. Bestimmung der Frequenz. — Zur Bestimmung der Frequenz der Schwingungen bediente ich mich der folgenden Resonanzmethode. Im Hauptentladungskreise befand sich in etwa 30 bis 50 cm Entfernung von der Röhre eine Drahtspule, die bei den meisten Versuchen aus sechs Windungen von 22 cm Durchmesser bestand. Ihre Selbstinduktion betrug ungefähr 20000 cm. Diese Primärspule wirkte induktiv auf eine in veränderlichem Abstande von ihr angeordnete Sekundärspule. Die Selbstinduktionen der verwandten Sekundärspulen bewegten sich zwischen 790 und 1170000 cm.

Mit der Sekundärspule war ein verstellbarer Kondensator aus Zinkplatten mit dazwischen liegenden Glasplatten in Reihe geschaltet, der in Kerosin eingebettet war. Der Sekundärkreis enthielt weiter ein Hitzdrahtamperemeter von ungefähr 2 Ohm Widerstand. Als Detektoren versuchte ich ein Thermoelement sowie auch ein Bolometer in einem mit dem Sekundärkreise lose gekoppelten Tertiärkreise, indessen lieferte keine dieser beiden Methoden so gute Ergebnisse wie das Hitzdrahtinstrument im Resonanzkreise selbst. Für den vorliegenden Zweck war die durch den Widerstand des Hitzdrahtes verursachte Dämpfung nicht ernstlich störend.

Bei der eben beschriebenen Methode ist offenbar die induzierte EMK. im Resonanzkreise der Stromstärke im Entladungskreise proportional. Das heißt, wenn M die gegenseitige Induktion zwischen den beiden Spulen bedeutet, daß

$$e_2 = M \frac{di_1}{dt}$$

ist. Da in diesen Ausdruck die Frequenz eingeht, so folgt aus ihm:

$$e_2 = ki.f, \qquad (1)$$

wo k eine Konstante ist.

Dadurch, daß ich Sekundärspulen von verschiedener Selbstinduktion verwandte und jedesmal die Kapazität auf Resonanz einstellte, konnte ich die Grundschwingungen zusammen mit ihren höheren Oberschwingungen auf ihre Frequenz hin und in gewissem Grade auch auf ihre Intensität hin untersuchen. Es ergab sich stets, daß die Ablenkungen des Hitzdrahtes für die Grundschwingung sehr klein waren. Das stimmt mit der durch die Gleichung (1) ausgedrückten Beziehung überein, denn f hat seinen kleinsten Wert für die Grundschwingung, und die Ablenkungen des Hitzdrahtes sind dem Quadrate von e_2 proportional. Bedenken wir weiter, daß die Wellenform der Schwingungen sicherlich sehr komplex ist, so liegt es auf der Hand, daß die Ablenkungen, die einigen der höheren Partialschwingungen entsprechen, viel größer sein werden als die der Grundschwingung entsprechenden. Es erwies sich als notwendig, sehr enge Koppelung anzuwenden, um die Grundschwingung überhaupt nachzuweisen. Lose Koppelung konnte für die Partialschwingungen von der dritten bis zur neunten benutzt werden, während höher hinauf die Koppelung wegen der Abnahme des Wertes von i_1 wieder eng gemacht werden mußte.

§ 21. Wenn ich die Kapazität des Entladungskreises durch Anlegen eines Metallstückes von etwa 10 cm² an einen Punkt in der Nähe der Entladungsröhre erhöhte, so wurden die Frequenzen, wie zu erwarten war, etwas herabgesetzt.

§ 22. Die Einführung einer Spule aus einigen wenigen Drahtwindungen in den Entladungskreis verminderte die Frequenz. Eine Spule von größerer Selbstinduktion steigerte sie sehr, weil die Fortpflanzung der Schwingungen durch Reflexion an der Spule gehemmt wurde.

§ 23. Eine Änderung der angelegten EMK. von 600 auf 1000 Volt hatte keinen Einfluß auf die Intensität oder die Frequenz, solange die Stromstärke ungeändert blieb. Die Umkehrung der Stromrichtung hatte ebenfalls keinen Einfluß.

§ 24. Bei Erhöhung der Stromstärke erhöhte sich die Frequenz, wie aus der nachstehenden Tabelle III ersichtlich wird.

Tabelle III.

Generatorstromstärke	Frequenz	Ablenkung
0,09 Ampere	$8,6 \cdot 10^5$	49 mm
0,10 „	$8,7 \cdot 10^5$	104 „
0,11 „	$9,1 \cdot 10^5$	109 „
0,12 „	$9,3 \cdot 10^5$	56 „
0,13 „	$9,45 \cdot 10^5$	39 „

Die letzte Spalte dieser Tabelle gibt die Ablenkungen des Hitzdrahtes an, die als Maß für die Intensität der Schwingungen dienen. Die beobachtete Frequenz ist die der dritten Partialschwingung. Wenn die Intensität der Schwingungen mit wachsender Stromstärke abnähme, würde es möglich sein, die Steigerung der Frequenz auf Grund der Annahme zu erklären, daß mit abnehmender Intensität die Schwingungen weniger weit in den Stromkreis eindrängen, das heißt, daß die effektive Länge des „Oszillators“ kleiner wäre. Die dritte Spalte zeigt jedoch, daß die Intensität bei einer Stromstärke von 0,11 Ampere am größten war und mit zunehmender oder abnehmender Stromstärke kleiner wurde (s. § 8). Die Änderung in der Frequenz muß von der Widerstandsänderung des erhitzten Dampfes herrühren, welche die Frequenz gemäß der Formel

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

beeinflußt. Eine Steigerung der Entladungsstromstärke verringert den Widerstand R zwischen den Elektroden und muß daher offenbar die Frequenz erhöhen. Der scheinbare mittlere Widerstand, der sich aus der Messung der Stromstärke und der EMK. ergibt, schwankt unter verschiedenen Verhältnissen zwischen 2000 und 5000 Ohm. Es ist kaum denkbar, daß der Widerstand für Schwingungen so groß sein kann, aber es ist wenigstens klar, daß die Entladung einen hohen Widerstand besitzt, der sich bei Änderung der Stromstärke stark ändert.

Da uns keine Methode zur direkten Messung des Widerstandes der Entladung für oszillierende Ströme einfiel, so versuchten wir, was die Einschaltung eines bekannten großen induktionsfreien Widerstandes (Graphitstift) in den Stromkreis dicht an der Entladung für eine Wirkung hätte. Dieser Versuch war nicht imstande, Licht auf das Problem zu werfen. Wenn nämlich der Widerstand genügend groß war, um die Frequenz überhaupt zu verändern, so absorbierte er die Schwingungen und verringerte ihr Durchdringungsvermögen in so hohem Grade, daß die Frequenz nicht verringert, sondern vergrößert wurde. Man sollte nicht erwarten, daß der Widerstand der Entladung die Durchdringungsfähigkeit der Schwingungen in gleichem Maße beschränkt, da doch die Entladung die Quelle der Schwingungen ist, und diese sich nach allen Richtungen hin ausbreiten.

Es war schwer, den Einfluß einer Veränderung der Länge der Entladung auf die Frequenz zu bestimmen, denn diese Länge war durch die verfügbare EMK. auf ungefähr ein Millimeter beschränkt, und sie wurde beim Übergang der Entladung beständig kürzer, weil sich Kohlenstaub an den Elektroden ablagerte.

Man sollte erwarten, daß eine Vergrößerung der Länge eine Widerstandsvermehrung zur Folge haben und demgemäß die Frequenz der Schwingungen herabmindern würde. Wir können nur behaupten, daß die mögliche Längenänderung sich innerhalb zu enger Grenzen bewegte, um die Frequenz merklich zu beeinflussen.

§ 25. Systeme von Partialschwingungen. — Da es unmöglich war, den Zustand der Entladung und die Stromstärke genügend lange konstant zu halten, um Daten für eine volle Resonanzkurve zu erhalten, so kann ich nur unvollständige Gruppen von Partialschwingungen aufweisen, die ich zu verschiedenen Zeiten und unter verschiedenen Verhältnissen gewonnen habe. Die Entladung, und infolgedessen auch die Frequenz, schwankten so stark, daß die Resonanzkurven beträchtlich abgeflacht waren, als ob die Schwingungen gedämpft gewesen wären. In ein oder zwei Einzelfällen (siehe § 29), wo die Entladung ungewöhnlich stetig war, habe ich jedoch Kurven von großer Schärfe für eine oder zwei Frequenzen gewonnen.

In der folgenden Tabelle IV habe ich einige Gruppen von Partialschwingungen nach ihren Frequenzen als Beispiele angeführt. Die Zahlen in den beiden ersten Spalten geben die Frequenzen in Millionen per Sekunde. Das Partialschwingungsverhältnis ist im allgemeinen klar, wenn man bedenkt, daß in vielen Fällen die Einstellung schwierig und die Resonanz schlecht definiert war. In der ersten Spalte ist für die Grundschwingung der Wert angegeben, der den beobachteten höheren Partialschwingungen am besten genügt. Wegen der losen Koppelung konnte die Grundschwingung nicht in allen Fällen direkt beobachtet werden. Zur Probe auf die Genauigkeit enthält die dritte Spalte die Quotienten, die man erhält, wenn man die beobachteten Frequenzen durch die Frequenz der Grundschwingung dividiert. Diese Größen müßten ganze Zahlen sein und die Ordnungszahl der Partialschwingung angeben.

Die Unterschiede zwischen den Wellenformen der einzelnen Gruppen rühren von Verschiedenheiten der Stromstärke und Änderungen im elektrischen Stromkreise her.

Tabelle IV.

Frequenz der Grundschwingung	Beobachtete Frequenzen	Verhältnis	Ordnungszahl der Partialschwingung
0,255	0,25	0,98	1
	0,465	1,82	2
	1,02	4,0	4
	1,32	5,18	5
	1,82	7,13	7
	2,22	8,70	9
0,237	0,237	1,0	1
	1,4	5,91	6
	1,68	7,10	7
	2,9	12,2	12
	3,7	15,6	16(?)
0,22	0,46	2,09	2
	0,66	3,00	3
	0,84	3,83	4
	1,12	5,09	5
0,288	0,87	3,02	3
	1,18	4,10	4
	1,70	5,90	6
	2,30	7,99	8
	2,88	10,0	10

§ 26. Die Ergebnisse der letzten Gruppe sind auch in Fig. 2 dargestellt, wo die Re-

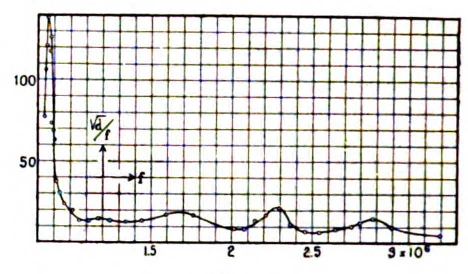


Fig. 2.

sonanzkurve gezeichnet ist. Die Beobachtungen wurden alle im Bereiche des verstellbaren Kondensators gemacht unter Beibehaltung derselben Sekundärspule und desselben Koppelungsgrades für sämtliche Beobachtungen. Die Ordinaten sind nicht beobachtete Ausschläge des Hitzdrahtes, sondern sie sind in willkürlichen Einheiten angegeben, die der Intensität der Primärschwingungen proportional sind. Diese Intensität ergibt sich aus der Formel

$$i_1 = \frac{c}{f} \sqrt{d},$$

wo i_1 der Effektivwert für die in Rede stehende Partialschwingung, f die Frequenz, d die Ablenkung des Hitzdrahtes und c eine Konstante ist. Die Ablenkungen sind somit für die Frequenz (vergl. § 20) und für die parabolische Form der Hitzdrahtfunktion korrigiert.

§ 27. Eine vollkommene Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Partialschwingungen jeder Gruppe kann man nicht erwarten, wie denn auch andere Beobachter gefunden haben, daß nicht sämtliche Partialfrequenzen elektrischer Schwingungen ganze Vielfache der Grundfrequenz sind. Überdies ist es im vorliegenden Falle nicht unmöglich, daß der eine oder der andere Teil des Stromkreises, dessen Eigenperiode von einer der Partialschwingungen nicht weit entfernt ist, ein störendes Element hineinbringen könnte.

§ 28. Bei Verwendung einer Spule von sehr kleiner Selbstinduktion im Resonanzkreis habe ich Frequenzen bis zu neun Millio-

nen beobachtet. Eine so hohe Frequenz muß eine Partialschwingung von der Ordnung der sechsunddreißigsten sein, sofern sie nicht einfach von einem kleinen Teile des Entladungskreises herrührt, in dem schwache Schwingungen von sehr hoher Frequenz erregt worden sind.

§ 29. Sind die Schwingungen ungedämpft? Eine befriedigende Antwort auf diese Frage läßt sich aus der Mehrzahl der Resonanzkurven nicht erlangen. Einige der untersuchten Kurven, mit Einschluß der in Fig. 2 dargestellten, gaben für die Summe der Dekremente im Primär- und im Sekundärkreise Werte, die sich bis auf 0,124 belaufen. Da sich das sekundäre Dekrement aus den Konstanten des Kondensatorkreises ermitteln ließ, so ergab sich das scheinbare Dekrement der Primärschwingungen durch Subtraktion. Diese ergab für den Fall der erwähnten Kurven primäre Dekremente von 0,07 bis 0,10.

Bei anderen Gelegenheiten jedoch, wenn sich die Entladung dazu bequemte, genügend lange Zeit hindurch stetig zu verlaufen, erhielt ich Resonanzkurven mit scharfen Spitzen, die ein primäres Dekrement von nicht mehr als 0,005 aufwiesen.

Es sieht so aus, als ob die Schwingungen zwischen Glimmlicht und Bogen an und für sich ungedämpft wären, und als ob die abgeflachte Gestalt der Kurven durch das fortgesetzte Schwanken der Frequenz und der Intensität hervorgerufen würde. Wenn andererseits die Entladung eine Folge richtiger Funken wäre, so müßte man erwarten, daß die Dämpfung viel größer wäre und die höheren Partialschwingungen weniger stark hervortreten würden.

§ 30. Menge der bei jeder Schwingung von der Kathode entbundenen Materie. — Während der Schwingungen wird die Anode nicht merklich angegriffen. Die Kathode schwindet so langsam, daß es der Mühe wert erschien, festzustellen, ein wie kleiner Bruchteil eines Grammes jedesmal verflüchtigt wird, wenn sich die Entladung in der Bogenphase befindet. Ich ließ demgemäß die Schwingungen möglichst ununterbrochen eine Stunde lang laufen, und zwar bei einer Stromstärke von 0,12 Ampere und einer Grundfrequenz von ungefähr 240000. Der Verlust der Kupferkathode an Masse betrug 0,018 Gramm. Das entspricht einem Verlust von $2,1 \cdot 10^{-11}$ Gramm in jeder Periode. Das ist die Masse von ungefähr $3,5 \cdot 10^{11}$ Kupferatomen.

§ 31. Schwingendes System parallel zur Entladung. — Es schien von Interesse, zu untersuchen, welchen Einfluß es auf die Entladung ausübt, wenn man eine Kapazität und eine Selbstinduktion zu ihr parallel schaltet. Ich habe unter diesen Bedingungen nichts weiter zu erhalten vermocht als Duddellsche Schwingungen. Die Schwingungen zwischen Glimmlicht und Bogen schienen nämlich an Intensität stark vermindert, während die Stromstärke des zugeführten Gleichstromes erhöht wurde, wenn der Kondensatorkreis geschlossen wurde. Die Entladung wurde stetiger und in ihrem Aussehen einem stabilen Bogen ähnlicher.

§ 32. Energiestrahlung seitens des Entladungskreises. — Bei einer Entladung zwischen Kupferelektroden in Luft, die Schwingungen lieferte, welche im Vergleich zu den später benutzten schwach und von geringer Frequenz waren, gab ein gewöhnlicher Telephonempfänger einen rauschenden Ton, wenn er mehr als ein Meter von der Entladung entfernt gehalten wurde. Der Empfänger war zwischen zwei gerade Drähte von je 60 cm Länge eingeschaltet, die in dünne Bleche von 10 cm^2 Fläche endeten, welche als Detektorsystem dienten.

Von derselben Entladung aus wurden Strahlungen auf ein Bolometer in vier Meter Abstand übertragen. Sie wurden sehr verstärkt, wenn man einen großen Hohlspiegel hinter der Entladung aufstellte.

Bei Verwendung der stärkeren Schwingungen, wie sie bei den späteren Versuchen auftraten, fand es sich, daß das Bolometer noch ansprach, wenn es 35 Meter vom Entladungskreise entfernt war. Der Entladungsstrom selbst wurde außerhalb des Laboratoriums in zwölf Meter Entfernung senkrecht in die Höhe geleitet, und der Stromkreis war im Innern des Gebäudes geschlossen. Die von diesem „Luftleiter" ausgestrahlte Energie wurde von einem zweiten neun Meter hohen Luftleiter an einem benachbarten Hause aufgefangen, und das Bolometer war zwischen diesen zweiten Luftleiter und die Erde eingeschaltet.

Zusammenfassung.

1. Es wird die Apparatur zur Erzeugung hochfrequenter Schwingungen zwischen Glimmlicht und Bogen beschrieben. Man kann dabei entweder Wechselstrom oder Gleichstrom verwenden.

2. Es wird eine Reihe von Versuchen beschrieben, die unter Benutzung von Glühlampen oder Hitzdrahtamperemetern einige der Wirkungen dieser hochfrequenten Ströme und ihrer höheren Partialschwingungen zeigen.

3. Unter günstigen Umständen lassen sich 66 v. H. der Energie, die der Entladung zugeführt wird, in oszillierende Ströme umwandeln.

4. Die in den meisten Fällen beobachtete Frequenz der Grundschwingung war von der Größenordnung einer Viertelmillion.

5. Es werden die Wirkungen von Veränderungen der Kapazität, der Selbstinduktion und

der Stromstärke im Entladungsstromkreise beschrieben.

6. Mit Hilfe eines abgestimmten Resonanzkreises wurde das Vorhandensein und das Intensitätsverhältnis einer großen Anzahl hoher Partialschwingungen untersucht.

7. Beobachtungen über die Dämpfung waren schwierig anzustellen. Sie lassen aber darauf schließen, daß die Schwingungen ungedämpft sind.

8. Es wurde die Menge der bei jedem Kreislauf in der Bogenphase an der Kathode verflüchtigten Materie gemessen.

9. Wenn eine Kapazität und eine Selbstinduktion zur Entladung parallel geschaltet werden, so werden die Schwingungen verringert.

10. Es werden Versuche beschrieben, welche die Ausstrahlung elektromagnetischer Wellen seitens der Entladung und seitens der ihr nächst benachbarten Teile des Stromkreises veranschaulichen.

Scott Laboratory of Physics, Wesleyan University, Middletown, Conn., 11. Juni 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 7. Juli 1909.)

Zur Theorie der erzwungenen Schwingungen von Saiten und Stäben.

Von Clemens Schaefer und Ernst Juretzka.

Durch eine große Reihe von Arbeiten ist die Bedeutung der Theorie der Integralgleichungen für die theoretische Physik ins hellste Licht gerückt worden[1]). Wir wollen im folgenden zeigen, wie einfach sich mit den Hilfsmitteln dieser Theorie die erzwungenen Schwingungen von linearen kontinuierlichen Gebilden, z. B. Saiten oder Stäben, ergeben. Der Einfachheit halber beschränken wir uns auf den Fall der schwingenden homogenen Saite; doch sind alle Resultate z. B. auch auf die Transversalschwingungen von Stäben, die durch eine Differentialgleichung vierter Ordnung definiert sind, übertragbar.

Es ist leicht, von der Differentialgleichung der freischwingenden Saite zu einer äquivalenten Integralgleichung zu gelangen. Bezeichnen wir mit η die Verrückung eines Wertes x der Saite aus der Ruhelage zur Zeit t, mit ϱ und p Konstanten von leicht ersichtlicher physikalischer Bedeutung, so lautet die Differentialgleichung:

$$\varrho \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - p \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = 0. \tag{1}$$

Dazu treten etwa die Randbedingungen:

$$\eta \Big|^{0,1} = 0, \tag{2}$$

wobei wir als Länge der Saite die Einheit nehmen.

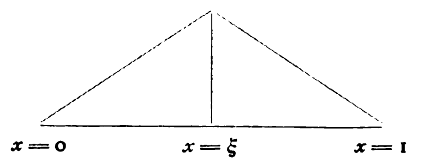
Um von (1) und (2) zur Integralgleichung zu gelangen, bildet man zunächst eine Hilfsfunktion $K(x, \xi)$; die der Differentialgleichung für den stationären Zustand:

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = 0 \tag{3}$$

und den Randbedingungen (2) gehorcht, und deren erste Ableitung an der Stelle $x = \xi$ einen Sprung vom Betrage 1 macht; also:

$$\frac{dK(x\xi)}{dx}\Big|_{\xi+0}^{\xi-0} = 1.$$

Graphisch stellt sich also $K(x\xi)$ etwa folgendermaßen dar:



Man leitet für den obigen Fall leicht ab, daß

$$\left.\begin{aligned} K(x\xi) &= x(1-\xi) \text{ für } x \leq \xi; \\ K(x\xi) &= \xi(1-x) \text{ für } x \geq \xi. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Setzt man nun in (1) und (2) $\eta(x, t = v(x) e^{int}$, so ergibt sich daraus:

$$v''(x) + \lambda v(x) = 0, \tag{5}$$

$$v \Big|^{0,1} = 0, \tag{6}$$

wenn $\frac{\varrho n^2}{p} = \lambda$ gesetzt wird.

Durch geeignete Kombination von (5) mit der Differentialgleichung des „Kerns" $K''(x\xi) = 0$ erhält man leicht die Gleichung:

$$\int_0^1 [v''(x) K(x\xi) - K''(x\xi) v(x)] dx + \lambda \int_0^1 K(x\xi) v(x) dx = 0.$$

Das erste Glied ergibt, unter Berücksichtigung der Unstetigkeit von $K'(x\xi)$ den Wert: $-v(\xi)$, so daß folgt:

$$v(\xi) = \lambda \int_0^1 K(x\xi) v(x) dx, \tag{7}$$

eine homogene Integralgleichung (2. Art nach Hilbert).

Sie ist nur für gewisse Werte von λ, die „Eigenwerte" λ_ν, lösbar; zu jedem Werte λ_ν

1) Vergl. etwa: J. Fredholm, Acta mathematica **27**, 365, 1903; D. Hilbert, Grundzüge einer Theorie der linearen Int.-Gl., 2. Mitt., Gött. Nachr. 1904, S. 213ff.; E. Schmidt, Göttinger Inaug.-Diss. 1905.

gehört eine „Eigenfunktion" $v_\nu(x)$ und eine „Eigenfrequenz" n_ν. Der Ausdruck

$$\eta_\nu = v_\nu(\xi)\{A_\nu \cos n_\nu t + B_\nu \sin n_\nu t\},$$

wo A_ν und B_ν willkürliche Konstanten sind, ist also ein partikuläres Integral der Differentialgleichung (1); das allgemeine Integral ergibt sich in der Form:

$$\eta = \sum_\nu^{1,\infty} v_\nu(\xi)\{A_\nu \cos n_\nu t + B_\nu \sin n_\nu t\}; \tag{8}$$

vermittelst der Konstanten A_ν und B_ν kann die Lösung jedem Anfangszustande angepaßt werden.

In ähnlicher Weise kann man zu einer inhomogenen Integralgleichung gelangen, wenn man von der Differentialgleichung der erzwungenen Schwingungen ausgeht:

$$\varrho \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - p \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = X(x, t). \tag{9}$$

Setzt man hier:

$$X = U(x)\, e^{int},$$
$$\eta = v(x)\, e^{int},$$

wo n ein fester, willkürlicher Wert ist und $U(x)$ und $v(x)$ reelle Funktionen bedeuten, so folgt aus (9):

$$v''(x) + \lambda v(x) = -\frac{U(x)}{p}, \tag{10}$$

wobei $\lambda = \frac{\varrho n^2}{p}$ nun auch ein fester gegebener Wert ist.

Kombiniert man (10) wieder mit der Differentialgleichung des Kerns, so erhält man:

$$v(\xi) = \lambda \int_0^1 K(x\xi)\, v(x)\, dx + f(\xi), \tag{11}$$

wenn zur Abkürzung

$$-\int_0^1 \frac{U(x)}{p} K(x\xi)\, dx = f(\xi) \tag{11a}$$

gesetzt wird.

Nach Schmidt[1]) kann man die Lösung von (11) in der Form schreiben:

$$v(\xi) = f(\xi) + \lambda \sum_\nu^{1,\infty} \frac{v_\nu(\xi)\, c_\nu}{\lambda_\nu - \lambda}, \tag{12}$$

wo die c_ν durch die Gleichung definiert sind:

$$c_\nu = \int_0^1 f(x)\, v_\nu(x)\, dx. \tag{12a}$$

Beim Übergange zu η hat man demgemäß:

$$\eta = f(\xi) \cos nt + \lambda \sum_\nu^{1,\infty} \frac{v_\nu(\xi)\, c_\nu}{\lambda_\nu - \lambda} \cdot \cos nt; \tag{13}$$

diese Gleichung stellt ersichtlich die erzwungenen Schwingungen dar. Man erkennt, daß diese Lösung ihren Sinn verliert, wenn λ gleich einem der Werte λ_ν wird, d. h. wenn die Periode der äußeren Kraft gleich einer der Eigenperioden wird. Und ferner ist ersichtlich, daß (13) nur eine partikuläre Lösung darstellt, in der keine verfügbaren Konstanten vorhanden sind, die also einem willkürlich gegebenen Anfangszustande nicht angepaßt werden kann.

Wir wollen im folgenden zeigen, wie man, von der Differentialgleichung (9) ausgehend, ansetzen muß, um die allgemeine Lösung zu erhalten.

Zu dem Zwecke zerspalten wir in (9) η in zwei Teile:

$$\eta = \eta_1 + \eta_2,$$

und verlangen, daß

η_1 der Differentialgleichung (1) der freien Schwingungen,

η_2 der Differentialgleichung (9) der erzwungenen Schwingungen

gehorchen möge. Dann ist unmittelbar klar, daß die Summe $\eta = \eta_1 + \eta_2$ eine Lösung der Differentialgleichung (9) darstellt. Wir erhalten also die allgemeine Lösung von (9) als Superposition der Lösung (8) und der Lösung (13). Also:

$$\left.\begin{aligned} \eta = \eta_1 + \eta_2 &= \sum_\nu^{1,\infty} v_\nu(\xi)\{A_\nu \cos n_\nu t + B_\nu \sin n_\nu t\} \\ &+ f(\xi) \cos nt + \lambda \sum_\nu^{1,\infty} \frac{v_\nu(\xi)\, c_\nu}{\lambda_\nu - \lambda} \cdot \cos nt \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Hierin ist nun $f(\xi)$, wie sich aus (11a) leicht ergibt, eine mit ihren beiden ersten Ableitungen stetige Funktion, die außerdem die Randbedingungen des Problems erfüllt ($f_{(0)} = f_{(1)} = 0$); sie ist demgemäß nach den Eigenfunktionen $v_\nu(\xi)$ des betreffenden Kerns entwickelbar:

$$f(\xi) = \Sigma\, b_\nu v_\nu(\xi), \text{ wo } b_\nu = \int_\nu^1 f(x)\, v(x)\, dx, \text{ also}$$

nach (12a): $b_\nu = c_\nu$.

Dann wird aus (14):

$$\eta = \sum_\nu^{1,\infty} v_\nu(\xi) \left[A_\nu \cos n_\nu t + B_\nu \sin n_\nu t + \left(c_\nu + \frac{c_\nu \lambda}{\lambda_\nu - \lambda}\right) \cos nt \right] \tag{15}$$

Ist nun zur Zeit $t = 0$ vorgeschrieben, daß

$$\eta = F_1(\xi), \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} = F_2(\xi)$$

sein soll, so erhält man infolge der Integralbeziehungen, die für die Eigenfunktionen gelten:

$$\int_0^1 v_\nu(x)\, v_\mu(x)\, dx = 0,$$

$$\int_0^1 v_\nu^2(x)\, dx = 1,$$

die folgende Konstantenbestimmung:

---

1) E. Schmidt, l. c.

$$\left.\begin{aligned} A_\nu &= -\left\{c_\nu + \frac{c_\nu \lambda}{\lambda_\nu - \lambda}\right\} + \int_0^1 F_1(x) v_\nu(x)\, dx \\ B_\nu &= \frac{1}{n_\nu} \int_0^1 F_2(x)\, v_\nu(x)\, dx \end{aligned}\right\} \quad (16)$$

Mit Einführung dieser Werte wird (15) zu:

$$\left.\begin{aligned} \eta = \sum_\nu^{1,\infty} v_\nu(\xi) \Big[\Big(c_\nu + \frac{c_\nu \lambda}{\lambda_\nu - \lambda}\Big)(\cos n t - \cos n_\nu t) \\ + \int_0^1 F_1(x) v_\nu(x)\, dx \cdot \cos n_\nu t \\ + \frac{1}{n_\nu} \int_0^1 F_2(x) v_\nu(x)\, dx \cdot \sin n_\nu t \Big] \end{aligned}\right\} \quad (17)$$

Gleichung (17) stellt das allgemeine Integral der Differentialgleichung (9) dar. Zur weiteren Diskussion beschränken wir uns auf den einfachen Fall, daß zur Zeit $t = 0$ die Saite gerade gestreckt und in Ruhe sei, d. h.

$$F_1(\xi) = F_2(\xi) = 0.$$

Dann erhalten wir aus (17):

$$\eta = \sum_\nu^{1,\infty} v_\nu(\xi)\Big(c_\nu + \frac{c_\nu \lambda}{\lambda_\nu - \lambda}\Big)(\cos n t - \cos n_\nu t). \quad (18)$$

Hier wollen wir noch für λ und λ_ν die Werte $\frac{\varrho n^2}{p}$ bezw. $\frac{\varrho n_\nu^2}{p}$ einsetzen, wodurch folgt:

$$\eta = \sum_\nu^{1,\infty} v_\nu(\xi) \frac{c_\nu n_\nu^2}{n_\nu^2 - n^2} (\cos n t - \cos n_\nu t). \quad (19)$$

Wir betrachten nun weiter den Fall, daß n in unmittelbarer Nähe eines der Werte n_ν liege, der $n_\varkappa$ heißen möge. Dann tritt in der Summe (19) folgendes Glied auf:

$$v_\varkappa(\xi) \frac{c_\varkappa n_\varkappa^2}{n_\varkappa^2 - n^2} [\cos n t - \cos n_\varkappa t].$$

Die physikalische Bedeutung desselben ist folgende: Wegen der annähernden Gleichheit von n und $n_\varkappa$ ist zunächst für kleine Werte von t die Differenz der Kosinusse unmerklich klein; sie wächst mit wachsendem t, passiert ein Maximum, sinkt wieder zu kleinen Werten herab, passiert ein Minimum usf., und zwar treten in der Sekunde $\frac{n - n_\varkappa}{2\pi}$ solcher Schwankungen auf. Man hat hier die analytische Formulierung des aus der Akustik wohlbekannten Phänomens der Schwebungen vor sich.

Die Zahl der Schwebungen pro Sekunde wird immer geringer, je näher n an $n_\varkappa$ heranrückt. Lassen wir schließlich $n = n_\varkappa$ werden, so erhält das betreffende Glied die unbestimmte Form $\frac{0}{0}$, infolge des Faktors $\frac{\cos n t - \cos n_\varkappa t}{n_\varkappa^2 - n^2}$.

Bestimmt man in bekannter Weise den Wert dieses Gliedes, indem man nach n differenziert und dann $n = n_\varkappa$ setzt, so folgt:

$$+ \frac{v_\varkappa(\xi)}{2} c_\varkappa n_\varkappa \cdot t \cdot \sin n_\varkappa t, \quad (20)$$

d. h. ein für alle endlichen Werte von t gleichfalls endlicher Wert, dessen Betrag mit wachsendem t wächst.

Man erkennt, daß also für alle endlichen Werte von t die Lösung (19) ihren Sinn beibehält. Dies ist physikalisch leicht zu erklären. Denn die Schwingungen der Saite werden ja, auch wenn einer ihrer Eigentöne mit der Periode der äußeren Kraft koinzidiert, nicht sofort unendlich groß, sondern es erfolgt ein allmähliches, immer stärker werdendes Anschwingen der Saite. Und zwar ist aus (20) wegen des Faktors t ersichtlich, daß die Amplituden der Schwingung in arithmetischer Progression wachsen. Es ist klar, daß man dieses Anschwingen als Grenzfall der vorher erwähnten Schwebungen auffassen kann.

Für $t = \infty$ natürlich versagt die Lösung. Dies liegt daran, daß wir einen wesentlichen Faktor, nämlich die stets vorhandene Dämpfung, nicht berücksichtigt haben. Auch dies läßt sich leicht berücksichtigen, wie wir noch kurz zeigen wollen. Analytisch besteht der Unterschied nur darin, daß der Parameter λ der inhomogenen Integralgleichung nunmehr komplex wird.

Wir wollen also nunmehr die gedämpfte freischwingende Saite untersuchen. Die Differentialgleichung lautet:

$$\varrho \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + k \frac{\partial \eta}{\partial t} - p \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = 0; \quad (21)$$

dazu treten die alten Randbedingungen: $\eta \Big|^{0,1} = 0$.

Durch den Ansatz

$$\eta = e^{-\frac{k}{2\varrho} t} e^{int} \varphi(x) \quad (22)$$

folgt aus (21):

$$\varrho\Big[-\frac{k}{2\varrho} + in\Big]^2 \varphi(x) + k\Big[-\frac{k}{2\varrho} + in\Big]\varphi(x) - p\varphi''(x) = 0,$$

oder

$$\varphi''(x) + \lambda\, \varphi(x) = 0, \quad (23)$$

wobei $\lambda = \frac{k^2 + 4\varrho^2 n^2}{4\varrho p}$ gesetzt ist.

Daraus ergibt sich wieder in Verbindung mit der Differentialgleichung des Kerns die homogene Integralgleichung:

$$\varphi_\nu(\xi) = \lambda_\nu \int_0^1 K(x\xi)\, \varphi_\nu(x)\, dx.$$

Es wird zweckmäßig sein, hier die Eigenwerte und Eigenfunktionen zu bestimmen. Es ist bekannt, daß die Integrale von (24) $\left.\begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\right\}\sqrt{\lambda}\cdot x$

sind, von denen wegen der Grenzbedingung $\varphi(0) = 0$ nur der Sinus in Betracht kommt. Die Bedingung $\varphi(1) = 0$ fordert dann, daß $\sqrt{\lambda_\nu} = \nu\pi$, wenn ν die Reihe der ganzen Zahlen durchläuft. Zu der so erhaltenen Eigenfunktion $\sin \nu\pi x$ ist nun noch ein Faktor C zur „Normierung" hinzuzufügen, derart, daß das Integral

$$\int_0^1 C^2 \sin^2 \pi\nu x \cdot dx = 1$$

wird.

Man bestimmt daraus: $C = \sqrt{2}$; also hat man die Eigenwerte:

$$\left.\begin{array}{c} \lambda\nu = \nu^2\pi^2, \\ \text{die normierten Eigenfunktionen:} \\ \varphi_\nu(x) = \sqrt{2}\sin \nu\pi x. \end{array}\right\} \qquad (24)$$

Das sind, wie man sich leicht überzeugt, die nämlichen Werte, die man auch für die ungedämpften Saitenschwingungen erhält. Dagegen sind die Eigenfrequenzen n_ν andere geworden, denn es ist:

$$\lambda_\nu = \nu^2\pi^2 = \frac{k^2 + 4\varrho^2\pi^2}{4\varrho\pi},$$

also

$$n_\nu = \frac{1}{2\varrho}\sqrt{4\varrho p \nu^2\pi^2 - k^2}, \qquad (24a)$$

während für verschwindende Dämpfung ($k = 0$) sich vorher ergeben mußte: $n_\nu = \nu\pi\sqrt{\frac{p}{\varrho}}$.

Für kleine Werte von k ist die Änderung der Schwingungsdauer übrigens, wie ein Blick auf (24a) ergibt, geringfügig, so daß in erster Annäherung auch die Eigenperiode als ungeändert betrachtet werden kann.

Als allgemeines Integral von (21) erhalten wir also:

$$\eta = e^{-\frac{k}{2\varrho}t} \sum_\nu^{1,\infty} \varphi_\nu(\xi)\,[A_\nu \cos n_\nu t + B_\nu \sin n_\nu t]. \quad (25)$$

Gehen wir zu den erzwungenen Schwingungen über, so lautet die Differentialgleichung:

$$\varrho\frac{\partial^2\eta}{\partial t^2} + k\frac{\partial\eta}{\partial t} - p\frac{\partial^2\eta}{\partial x^2} = X(x, t). \qquad (26)$$

Hier zerlegen wir wieder η in die Summe $\eta_1 + \eta_2$, wo, wie vorhin, η_1 der Gleichung (21) genügen soll, deren Lösung wir in (25) vor uns haben; dagegen gehorche η_2 der Gleichung (26).

Wir setzen nun an:

$$\left.\begin{array}{l} X(x,t) = U(x)\cdot\cos nt, \\ \eta_2(x,t) = \psi(x)\cdot\cos nt + \chi(x)\cdot\sin nt, \end{array}\right\} \quad (27)$$

tragen diese Werte in Gl. (26) ein und setzen die Koeffizienten von $\sin nt$ und $\cos nt$ einzeln gleich Null. Dann erhält man folgende Gleichungen:

$$\left.\begin{array}{l} \varrho n^2\psi - kn\chi + p\psi'' = -U \\ \varrho n^2\chi + kn\psi + p\chi'' = 0 \end{array}\right\} \qquad (28)$$

Wir multiplizieren diese letztere Gleichung mit $i = \sqrt{-1}$, und addieren sie etwa zu der ersteren. Dann folgt:

$$(\psi + i\chi)\frac{\varrho n^2 + kni}{p} + (\psi + i\chi)'' = -\frac{U(x)}{p},$$

oder, wenn

$$\left.\begin{array}{c} \psi + i\chi = \Phi(x) \\ \dfrac{\varrho n^2 + kni}{p} = \Lambda \end{array}\right\} \qquad (29)$$

gesetzt wird:

$$\Phi''(x) + \Lambda\Phi(x) = -\frac{U(x)}{p}, \qquad (30)$$

woraus in der bekannten Weise die inhomogene Integralgleichung sich ergibt:

$$\Phi(\xi) = f(\xi) + \Lambda\int_0^1 K(x\xi)\,\Phi(x)\,dx, \qquad (31)$$

wo $f(\xi)$ eine Abkürzung für $-\int_0^1 K(x\xi)(Ux)\,dx$ ist.

Nach dem Schmidtschen Satze ergibt sich die Lösung von (31):

$$\Phi(\xi) = f(\xi) + \Lambda\sum_\nu^{1,\infty}\frac{c_\nu\varphi_\nu(\xi)}{\lambda_\nu - \Lambda},$$

wo jetzt nach (29) Φ noch in seinen reellen und imaginären Teil zu zerspalten ist. Setzen wir

$$\Lambda = \lambda + \mu i, \quad \left[\lambda = \frac{\varrho n^2}{p}, \quad \mu = \frac{kn}{p}\right],$$

so erhält man:

$$\psi + i\chi = f(\xi) + \sum_\nu^{1,\infty}\frac{(\lambda + \mu i)\,c_\nu\varphi_\nu(\xi)}{\lambda_\nu - \lambda - \mu i},$$

Zur Vereinfachung setze man

$$\left\{\begin{array}{r} \lambda_\nu - \lambda = \varrho_\nu\cos\psi_\nu, \\ \mu = \varrho_\nu\sin\psi_\nu, \end{array}\right\} \qquad (32)$$

woraus

$$\left\{\begin{array}{l} \varrho_\nu^2 = (\lambda_\nu - \lambda)^2 + \mu^2 \\ \operatorname{tang}\psi_\nu = \dfrac{\mu}{\lambda_\nu - \lambda} \end{array}\right\} \qquad (33)$$

folgt; dann kann man schreiben:

$$\psi + i\chi = f(\xi) + \sum_\nu^{1,\infty}\frac{(\lambda + \mu i)\,c_\nu\varphi_\nu(\xi)}{\varrho_\nu}e^{i\psi_\nu};$$

spaltet man, so folgt:

$$\psi(\xi) = f(\xi) + \sum_\nu^{1,\infty}\frac{+\lambda\cos\psi_\nu - \mu\sin\psi_\nu}{\varrho_\nu}\cdot c_\nu\varphi_\nu(\xi).$$

$$\chi(\xi) = \sum_\nu^{1,\infty}\frac{+\lambda\sin\psi_\nu + \mu\cos\psi_\nu}{\varrho_\nu}\cdot c_\nu\varphi_\nu(\xi).$$

Und daraus folgt endlich für η_2:

$$\left.\begin{aligned}\eta_2 = f(\xi)\cos nt \\ + \sum_{\nu}^{1,\infty} \frac{c_\nu}{\varrho_\nu}\varphi_\nu(\xi)\,[\lambda\cos(nt-\psi_\nu) \\ + \mu\sin(nt-\psi_\nu)]\end{aligned}\right\} \quad (34)$$

Also folgt als allgemeine Lösung von (26) nach (25) und (34):

$$\eta = e^{-\frac{k}{2\varrho}t}\sum_{\nu}^{1,\infty}\varphi_\nu(\xi)\,[A_\nu\cos n_\nu t + B_\nu\sin n_\nu t] + f(\xi)\cos nt + \sum_{\nu}^{1,\infty}\varphi_\nu(\xi)\frac{c_\nu}{\varrho_\nu}[\lambda\cos(nt-\psi_\nu) + \mu\sin(nt-\psi_\nu)],$$

oder, wenn man noch $f(\xi)$ nach den Eigenfunktionen entwickelt $\left(f(\xi) = \sum_{\nu}^{1,\infty} c_\nu\varphi_\nu(\xi)\right)$:

$$\left.\begin{aligned}\eta = \sum_{\nu}^{1,\infty}\varphi_\nu(\xi)\Big[e^{-\frac{k}{2\varrho}t}(A_\nu\cos n_\nu t + B_\nu\sin n_\nu t) \\ + c_\nu\cos nt + \frac{c_\nu}{\varrho_\nu}\{\lambda\cos(nt-\psi_\nu) \\ + \mu\sin(nt-\psi_\nu)\}\Big].\end{aligned}\right\} \quad (35)$$

Wir setzen im folgenden der Einfachheit halber (was in der Akustik häufig der Fall ist) die Dämpfungskonstante k als sehr klein voraus. Nehmen wir ferner λ in unmittelbarer Nähe eines der Werte λ_ν, den wir $\lambda_\varkappa$ nennen wollen, so ist nach (33) angenähert $\psi_\varkappa = \pi/2$; gleichzeitig kann für eine größere Anzahl von Schwingungen der Faktor $e^{-\frac{k}{2\varrho}t}$ gleich 1 gesetzt werden. Setzen wir endlich fest, daß zur Zeit $t=0$ sowohl η als auch $\frac{\partial\eta}{\partial t}$ gleich 0 sein sollen, so folgt für die Konstanten A_ν und B_ν:

$$\left.\begin{aligned}A_\nu &= -c_\nu - \frac{c_\nu}{\varrho_\nu}(\lambda\cos\psi_\nu - \mu\sin\psi_\nu) \\ B_\nu &= \frac{1}{n_\nu}\frac{k}{2\varrho}A_\nu - \frac{c_\nu}{\varrho_\nu}\frac{n}{n_\nu}(\lambda\sin\psi_\nu + \mu\cos\psi_\nu),\end{aligned}\right\} \quad (36)$$

oder, da $\frac{k}{2\varrho}$ eine sehr kleine Zahl und $\frac{n}{n_\varkappa}$ annähernd gleich 1 ist; so folgt speziell für

$$A_\varkappa = -\left(c_\varkappa - \frac{c_\varkappa}{\varrho_\varkappa}\mu\right),$$

$$B_\varkappa = -\frac{c_\varkappa}{\varrho_\varkappa}\lambda.\ [1] \quad (36a)$$

1) Die Asymmetrie der Koeffizienten A_ν und B_ν rührt davon her, daß in (27) $X(x,t) = U(x)\cdot\cos nt$ gesetzt und dadurch der Cosinus bevorzugt ist. Setzt man, was keinerlei Schwierigkeiten bietet: (27a) $X(x,t) = U(x)\cos nt + V(x)\sin nt$, so ist auch die Symmetrie in A_ν und B_ν wieder hergestellt. — Diese Annahmen über $X(x,t)$ sind keine Beschränkungen der Allgemeinheit, da in jedem Falle $X(x,t)$ in eine Fouriersche Reihe entwickelt werden kann, deren allgemeines Glied (27a) darstellt.

Setzt man diese Werte in (35) ein, so erhält das $\varkappa^{\text{te}}$ Glied die Form:

$$\left.\begin{aligned}\varphi_\varkappa(\xi)\Big[\Big\{c_\varkappa + \frac{c_\varkappa\mu}{\varrho_\varkappa}\Big\}\{\cos nt - e^{-\frac{k}{2\varrho}t}\cos n_\varkappa t\} \\ + \frac{c_\varkappa\lambda}{\varrho_\varkappa}\{\sin nt - e^{-\frac{k}{2\varrho}t}\sin n_\varkappa t\}\Big].\end{aligned}\right\} \quad (37)$$

Für kleine Werte von t ist der Exponentialfaktor $e^{-\frac{k}{2\varrho}t}$, wie schon oben bemerkt, gleich 1 zu setzen, und man erkennt, daß das $\varkappa^{\text{te}}$ Glied wieder Veranlassung zu Schwebungen gibt, die in dem Maße verklingen, als der Faktor $e^{-\frac{k}{2\varrho}t}$ mehr und mehr von der Einheit abweicht und die Eigenschwingungen der Saite also ersterben. Nach dem vollständigen Abklingen der Eigentöne führt die Saite lediglich eine erzwungene Schwingung von der Frequenz n aus, und es ist leicht zu sehen, daß die Amplitude auch dann endlich bleibt, wenn $\lambda = \lambda_\varkappa$ ist, d. h. der $\varkappa^{\text{te}}$ Eigenton mit der Periode der äußeren Kraft übereinstimmt. Das Mitschwingen, die „Resonanz" ist um so stärker, je kleiner die Dämpfungskonstante k gewählt ist.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, Juli 1909.

(Eingegangen 6. August 1909.)

Messung von spezifischen Wärmen mit einem neuen Flüssigkeitskalorimeter[1]).

Von H. Schottky.

Vor längerer Zeit hat R. Fittig auf Veranlassung von Prof. Nernst eine Abänderung des Kalorimeters von Favre und Silbermann zur Bestimmung von spezifischen Wärmen benutzt[2]); mit dem gleichen Apparat habe ich kürzlich einige Messungen ausgeführt, die ebenfalls seine Brauchbarkeit bewiesen[3]). Prof. Nernst schlug mir nun vor, den Apparat dadurch zu vervollkommnen, daß das Flüssigkeitskalorimeter, das mit Pentan gefüllt wurde und das zugleich im Sinne der Anordnung von Favre und Silbermann als Thermometer dient, von einem Vakuumschutzmantel umgeben wird. Ich unternahm es, einen derartigen Apparat zu konstruieren und auszuprobieren, wobei sich denn in der Tat herausstellte, daß derselbe durch die beschriebene Verbesserung außerordentlich an Genauigkeit und Sicherheit gewinnt.

A. Prinzip der Methode.

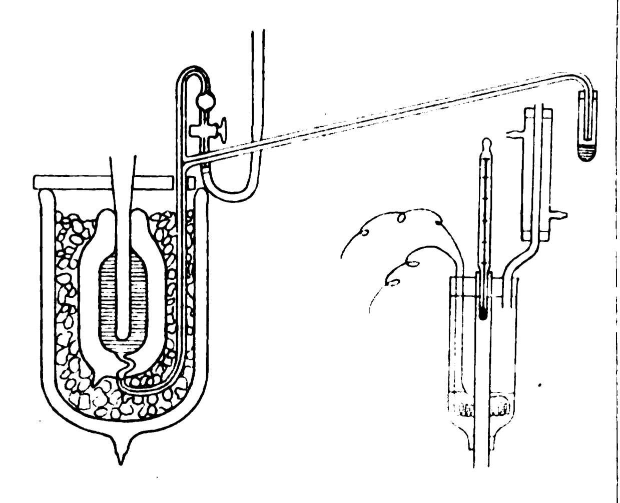
Um die spezifischen Wärmen von festen Salzen, Metalloiden, organischen Stoffen und

1) Aus dem Institut f. physik. Chem. a. d. Univ. Berlin.
2) Dissertation Göttingen 1000.
3) Zeitschr. physik. Chem. **64**, 425, 1908.

anderen die Wärme schlechtleitenden Körpern bequem messen zu können, empfiehlt es sich, zur Abkürzung der Versuchsdauer kleine Substanzmengen anzuwenden. Man bedarf dann aber einer Versuchsanordnung, die, möglichst frei von Störungen durch die Umgebung, sehr kleine Wärmemengen zu messen gestattet, zumal wenn man mit der Anfangstemperatur nicht zu hoch gehen kann oder will. Dies leistet ein von einem Vakuummantel umgebenes Flüssigkeitskalorimeter, bei dem die in eine Meßkapillare hinein erfolgende Wärmeausdehnung einer geeigneten Kalorimeterflüssigkeit gemessen wird. Der Vakuumschutzmantel bringt den Vorteil einer recht kleinen Gangkorrektion für die Messungen, während der Nachteil einer viele Stunden langen Abkühlungszeit bis zur Wiederverwendbarkeit des Apparats durch künstliche Abkühlung des Innern umgangen werden kann.

B. Beschreibung des Kalorimeters.

Die Form und Einrichtung des auf 0^0 gehaltenen Apparats ist aus der Querschnittzeichnung (Figur) zu erkennen. Ein Innenraum von 1 cm Weite und 10,5 cm Tiefe ist



von einer Pentanschicht, etwa 35 ccm, und außerhalb derselben von einem Vakuummantel umgeben, dessen Wände versilbert sind. Durch diesen hindurch stellt ein — wegen der Zusammendrückung beim Evakuieren spiralig gewundenes — Glasrohr, das sich außerhalb in eine etwa 1 mm weite Kapillare fortsetzt, die Verbindung der Pentanschicht mit der Meßkapillare (mit 40 cm langer Teilung) her. Die kugelförmige Erweiterung und der Hahn an dem umgebogenen Ende der 1-mm-Kapillare erleichtern einmal die Einfüllung des Pentans und werden ferner gebraucht, um den Stand des Meniskus in der Meßkapillare beliebig verändern zu können, was nach Öffnen des Hahns durch Heben oder Senken eines beweglichen mit Kupfersulfatlösung gefüllten Schenkels bewirkt wird. Diese Lösung füllt auch das Hahnrohr und schützt so den Hahn vor dem Pentan, das durch ungefettete wie durch gefettete Schliffe hindurchkriecht. Die wegen der blauen Farbe der Lösung scharf sichtbare Grenzfläche gegen das Pentan liegt innerhalb der Kugel.

Soll das Kalorimeter größeren Temperaturänderungen ausgesetzt werden, wie z. B. bei der anfänglichen Abkühlung auf 0^0, so läßt man das Pentan des Innern mit dem eines Gläschens kommunizieren, das an dem umgebogenen Ende der Meßkapillare mit einem Kork befestigt werden kann.

C. Die Vorwärmung.

Die Substanz, deren Wärmeabgabe an das Kalorimeter gemessen werden soll, ist eingepreßt in einen Zylinder aus Feinsilberblech, der 45 mm hoch und 9 mm weit ist, also nach den Wänden des Kalorimeters nur je 0,5 mm Spielraum besitzt. Der mit einem Bajonettverschluß versehene Deckel des kleinen Gefäßes trägt eine Öse, an der ein Faden befestigt ist. Unmittelbar über dem Deckel befindet sich zunächst ein Wattebausch, der die Konvektion der erwärmten Luft während des Versuchs vermindern soll.

Spezifische Wärmen bei Zimmertemperatur erhält man mit Hilfe einer Anfangstemperatur von $30-40^0$. Sehr bequem ist die Anwendung eines elektrisch geheizten Dampfbades mit Äthyläther, wie es ebenfalls in der Figur dargestellt ist. Das innere Rohr desselben, in dem das Silbergefäß mit ebenfalls nur 0,5 mm Spielraum aufgehängt ist, besteht aus Metall, die äußere Wandung aus Glas und ist mit einem Wattemantel umgeben. Wie durch Verschieben des Thermometers im Metallrohr festgestellt wurde, herrscht in allen Höhen der Dampfzone dieselbe Temperatur, und auch wenn das Silbergefäß im Rohre sich befindet und das Thermometer einmal von oben einmal von unten eingeführt wird, zeigt es denselben Stand.

Ist bei Ausführung einer Messung das Dampfbad genügend angeheizt, so wird der Gummistopfen, der die Kalorimeteröffnung verschließt, entfernt, ein Papiertrichter, wie aus der Figur zu ersehen, in die Öffnung des Holzdeckels und des Kalorimeters geschoben, und das Dampfbad nach Entfernung des unteren Verschlusses über die Trichteröffnung gebracht, worauf durch Lockern des Thermometers der mit diesem eingeklemmte Faden des Silbergefäßes frei wird und dieses rasch ins Kalorimeter hineingleitet. Alsdann wird das Ätherbad entfernt und das Kalorimeter durch seinen Stopfen verschlossen.

Leider hat das benutzte Ätherdampfbad den Nachteil, daß nicht ganz konstante Temperaturen am Thermometer abgelesen werden. Vielleicht waren die Dimensionen der benutzten Thermometer zu groß, so daß sie sehr langsam die Temperatur der Luft in dem Metallrohr annahmen (die Anheizung auf die abgelesene Temperatur wurde als beendet angesehen, wenn der Stand des Thermometers innerhalb der letzten 10 Minuten um höchstens 5 Hundertstel Grade anstieg, was nach etwa 45 Minuten der Fall war). Vielleicht auch stieg wirklich der Siedepunkt der Flüssigkeit bei längerer Heizung etwas an — bei aufeinanderfolgenden Versuchen wurde trotz unveränderten Barometerstandes öfters eine um 0,2 Grad verschiedene Temperatur angezeigt — jedenfalls kommt die Messung der Anfangstemperatur entschieden als Fehlerquelle in Betracht und wird noch verbessert werden können.

D. Kühlung nach den Versuchen.

Sie wurde dadurch bewirkt, daß eine Vorrichtung, die sich als eine enge Waschflasche bezeichnen läßt, in die Kalorimeteröffnung eingeschoben und von einem hochliegenden mit Eisstücken gefüllten Behälter aus Wasser von 0^0 durch sie hindurchgeleitet wurde. Dadurch kehrte innerhalb 30 Minuten der Meniskus in seine Anfangsstellung zurück. Vor Beginn eines neuen Versuchs wurde dann das Kalorimeter noch mindestens eine Stunde sich selbst überlassen.

E. Gangkorrektion und Erwärmungskorrektion.

Es ist ersichtlich, daß die kleine Kapazität des Kalorimeters einer schnellen Erreichung des zeitlich linearen Temperaturabfalles günstig ist. Während die Wärme aus dem Substanzgefäß abströmt, gleicht sie sich auch schon innerhalb der Pentanschicht aus und sobald dies geschehen ist, beginnt der lineare Gang, der bedingt ist durch die Wärmeleitung und -strahlung durch den luftverdünnten Raum nach außen. Ähnliches war angestrebt, aber nicht erreicht bei dem früher (l. c.) vom Verfasser benutzten Flüssigkeitskalorimeter. Hier umgab eine viel größere Menge der Kalorimeterflüssigkeit, ca. 1 Liter, den inneren Hohlraum. Anfüllung des Flüssigkeitsraumes mit Glaswolle sollte durch Unterdrückung von Konvektionsströmen bewirken, daß die ans Kalorimeter abgegebene Wärme während der Versuchsdauer in der inneren Flüssigkeitsschicht zusammengehalten wurde und nun einige Zeit die Einstellung des Flüssigkeitsmeniskus nahe konstant blieb. Statt dessen begann alsbald der Wärmeausgleich innerhalb der Flüssigkeit und dann der Verlust an die Umgebung, der trotz der bedeutend kleineren Temperaturdifferenz viel größer war als beim jetzigen Kalorimeter, weil kein Vakuummantel, sondern ein Luftmantel das Kalorimeter von der auf 0^0 gehaltenen Umgebung trennte. Es war daher notwendig den zeitlich linearen Wärmeabfall abzuwarten (wobei das Vorhandensein der Glaswolle nur störend wirken konnte) und mit seiner Hilfe auf den Versuchsbeginn zu extrapolieren, was eine Gangkorrektion von etwa 10 Proz. brachte, während dieselbe Extrapolation bei dem jetzigen Kalorimeter den Ausschlag um durchschnittlich nur 3 Proz. korrigiert. Daraus entsprang aber für das frühere Kalorimeter der Vorteil, daß nach Beendigung des Versuchs die erfolgte Temperatursteigerung des Kalorimeters zu vernachlässigen war und die extrapolierten Ausschläge dem Produkt aus Wärmekapazität und Anfangstemperatur des Versuchskörpers einfach proportional gesetzt werden konnten. Bei dem neuen Kalorimeter hingegen muß die nicht unbeträchtliche Erwärmung des Inneren berücksichtigt werden. Diese ist dem abgelesenen Ausschlag proportional, und es handelt sich nun um die Ermittlung der betreffenden Konstanten, der Erwärmungskorrektion. Aus der Wärmekapazität des Apparats, die eine ganz empirische Größe ist, läßt sie sich nur angenähert schätzen, dagegen führen zwei andere Wege, die beide eingeschlagen wurden, zum Ziel. Entweder kann man die einer gewissen Verschiebung in der Kapillare entsprechende Temperaturänderung im Kalorimeter direkt durch ein eingeführtes Thermometer messen, was am bequemsten gelegentlich der anfänglichen Abkühlung auf 0^0 geschieht, oder man kann durch Körper verschieden großer bekannter Wärmekapazität, zum Beispiel verschiedene Wassermengen, verschieden große Ausschläge hervorrufen und dann ausprobieren, bei welcher Erwärmungskorrektion gleiche auf 1 gr Wasser bezogene Ausschläge resultieren. Ist die Erwärmungskorrektion 1^0 für 13 cm Ausschlag wie bei der zuerst benutzten Kapillare und ist bei einer Messung der Ausschlag mit Gangkorrektion z. B. 27,43 cm, während die Temperatur des Ätherdampfbades $34{,}03^0$ beträgt, so hat sich das Kalorimeter durch den Versuch auf $\frac{27{,}43}{13}$ Grad erwärmt und die Wärmekapazität des Versuchskörpers ist dem Quotienten

$$\frac{27{,}43}{34{,}03 - \frac{27{,}43}{13}}$$ proportional.

F. Eichung.

Die eigentliche Eichung wurde mit Platin ausgeführt; dessen spezifische Wärme bei 17^0

ist nach der von Thiesen[1]) angegebenen Formel

$$C = 0{,}06335 \cdot 0{,}18\ T^{0{,}18},$$

die den Beobachtungen in allen Temperaturintervallen sehr gut Rechnung trägt,

$$C_{17} = 0{,}03164.$$

34,11 gr starken Platinblechs, eine Wärmekapazität von 1,079 cal besitzend, waren zu einem Block von den Dimensionen des Silbergefäßes zusammengerollt und ebenfalls mit einem kleinen Wattebausch versehen.

Für die Wärmekapazität des Platinblocks in Skalen-cm ergaben sich folgende Werte:

0,6665
6771
6694
6658
6688
Mittel 0,6695.

Daraus:

1 cal = 0,6205 cm.

Für die weiteren Messungen wird nun die Wärmekapazität des 4,33 gr schweren Silbergefäßes gebraucht, die zu 0,1551 cm ermittelt wurde, entsprechend einer Wärmekapazität von 0,0577 cal für die Gewichtseinheit, durch Lötmetall und Wattebausch etwas erhöht gegenüber der spezifischen Wärme 0,056 des Feinsilbers.

Die nächsten Messungen wurden mit Wasser angestellt, um die zu 1° für 13 cm Ausschlag ermittelte Erwärmungskorrektion zu kontrollieren.

Wassermenge	Ausschlag für 1 cal	
0,648 gr	0,6301	Mittel 0,6172
642	6118	
638	6097	
1,332	6294	Mittel 0,6237
327	6179	
1,563	6244	Mittel 0,6208
558	6225	
	Mittel 0,6208	

Man erkennt, daß die angegebene Erwärmungskorrektion ausgeglichene Werte liefert, und daß das Gesamtmittel mit dem aus Platin berechneten gut übereinstimmt.

Als nach einer Reihe von Messungen die Kapillare abbrach und durch eine neue etwas engere ersetzt war, wurde die Eichung mit Platin wiederholt. Es ergaben sich die Werte

1,2142
2315
2191
2194
2244
2406
2229
Mittel 1,2246

oder 1 cal = 1,1350 cm, welche Zahl für die weiteren Messungen benutzt wurde. Die beiden Skalenwerte für 1 cal stehen also im Verhältnis

$$\frac{1{,}135}{0{,}6205} = 1{,}829.$$

Die durch Auswägen mit Quecksilber ermittelten Kapillarenquerschnitte stehen im Verhältnis 1,801. Es ist begreiflich, daß bei Anwendung einer benetzenden Flüssigkeit wie Pentan der Querschnitt einer engeren Kapillare um 1½ Proz. stärker verengt erscheinen kann als der einer weiteren.

G. Die Messungsergebnisse.

Es folge zunächst eine Zusammenstellung der Resultate. Die zur Messung benutzten Präparate, soweit sie Kristallwasser enthalten, hatten meist nicht den angegebenen runden Wassergehalt, weshalb die angegebenen spezifischen Wärmen erst durch Rechnung ermittelt werden mußten. Die mit einem Sternchen bezeichneten Zahlen sind mit Hilfe der ersten, die übrigen mit der zweiten Meßkapillare gewonnen.

Substanz	Spez. Wärme	Mol. Wärme	Frühere Beobachtungen	
			Schottky[2])	Andere Beobachter[3])
Hg_2SO_4	0,06237*	30,94	30,87 v. 18—80°	
$BaCl_2$	0866*	18,01	17,93 v. 0—18°	0,0896 v. 14—98° Regnault
	0860	17,91		0902 v. 16—47° Kopp
$BaCl_2 . H_2O$	1245	28,18	28,60 v. 0—18°	
$BaCl_2 . 2H_2O$	1527*	37,29	36,89 v. 0—18°	0,171 v. 18—46° Kopp
K_4FeCy_6	2181	79,10	78,46 v. 0—18°	
$K_4FeCy_6 . 3H_2O$	2735	113,97	113,21 v. 0—18°	0,280 v. 21—51° Kopp
$ZnSO_4 . 7H_2O$	3485	100,1		
PbF_2	07216	17,67		
$PbCl_2$	06595*	18,31		0,0650 v. 0—100° Lindner
$PbBr_2$	05171	18,97		0533 v. 16—98° Regnault
PbJ_2	04231	19,49		0427 v. 14—98° Regnault
$Na_2S_2O_3$	2207	34,91		221 v. 25—100° v. Pape
$Na_2S_2O_3 . 5H_2O$	3472	86,22		4447 v. 11—44° v. Trentinaglia

1) Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. X, Nr. 11.
2) Zeitschr. f. phys. Chem. 64, 415, 1908.
3) Landolt-Börnstein (1905), S. 389 ff.

Es mögen noch einige Angaben über die Messungen selbst wie über die benutzten Präparate folgen:

Hg_2SO_4. Präparat von Kahlbaum, wasserfrei; zwei der drei Beobachtungen sind wegen aufgenommener Feuchtigkeitsspuren korrigiert. Größte Abweichung vom Mittel 0,5 Proz.

$BaCl_2$, bei etwa 110° im Trockenschrank bis zur Gewichtskonstanz entwässert. Erste Zahl Mittel aus zwei, zweite aus drei Beobachtungen, größte Abweichungen vom Mittel 0,3 und 0,6 Proz.

$BaCl_2 \cdot H_2O$. Benutzt ein im Vakuumexsikkator über $CaCl_2$ in einem warmen Zimmer innerhalb 23 Tagen auf 1,05 H_2O entwässertes Salz. Über P_2O_5 wäre wahrscheinlich vollständige Entwässerung eingetreten. Drei Beobachtungen, größte Abweichung vom Mittel 0,7 Proz.

$BaCl_2 \cdot 2H_2O$. Reines Kahlbaumsches Salz mit 2,00 H_2O. Drei Beobachtungen, größte Abweichung vom Mittel 0,7 Proz.

K_4FeCy_6. Im Vakuumexsikkator über P_2O_5 innerhalb 64 Stunden auf 0,05 H_2O entwässertes Präparat. Drei Beobachtungen, größte Abweichung vom Mittel 0,5 Proz.

$K_4FeCy_6 3H_2O$. Käufliches Salz mit 2,98 H_2O. Drei Beobachtungen, größte Abweichung vom Mittel 0,6 Proz.

$ZnSO_4 \cdot 7H_2O$. Kristallisiertes Zinksulfat von Kahlbaum, enthielt nach Analyse 5,28 H_2O. Da die aus den ersten drei Beobachtungen abgeleitete spezifische Wärme auffallend hoch und es möglich zu sein schien, daß das Salz beim Zerreiben feucht geworden sei, wurden später mit demselben nunmehr völlig trocken erscheinenden Präparat fünf weitere Messungen mit zwei verschiedenen Apparaten angestellt, die nur wenig kleinere Mittelwerte ergaben:

		Größte Abweichung vom Mittel
Mittel aus drei Beob.	0,3212	0,8 Proz.
„ „ „ „	3178	0,4 Proz.
„ „ zwei „	3182	0,8 Proz.
Gesamtmittel	0,3192	

Die vier gemessenen Bleihalogensalze waren sämtlich frei von Feuchtigkeit.

Salz	Gewichtsmenge	Zahl der Beob.	Größte Abweichung vom Mittel
PbF_2	7,913 gr	3	0,8 Proz.
$PbCl_2$	6,662	3	0,8 Proz.
$PbBr_2$	6,265	3	0,4 Proz.
PbJ_2	5,102	4	2 Proz.

Bemerkenswert ist an der zweiten Kolumne, daß die Salzmengen, die in ein bestimmtes Volumen hineingepreßt werden können, hier abnehmen, obwohl die Dichten jedenfalls ansteigen.

$Na_2S_2O_3$. Zur Messung benutzt wurde ein Salz mit 0,69 H_2O, das innerhalb dreier Tage im Vakuumexsikkator über P_2O_5 entstanden war. Drei Beobachtungen, größte Abweichung vom Mittel 0,7 Proz.

$Na_2S_2O_3 \cdot 5H_2O$. Kahlbaumsches kristallisiertes Salz mit 5,00 H_2O. Vier Beobachtungen, größte Abweichung vom Mittel 0,4 Proz.

Werfen wir nun, nachdem erwiesen sein dürfte, daß sich mit der Methode recht exakt und bequem arbeiten läßt, noch einen Blick auf die in der Tabelle enthaltenen Resultate und die zum Vergleich angeführten früheren Messungen. Die früher vom Verfasser für das Temperaturintervall von 0—18° ermittelten Werte für das Bariumchlorid und Ferrocyankalium erweisen sich gut bestätigt und die daraus in Rücksicht auf das Nernstsche Wärmetheorem gezogenen Schlußfolgerungen bleiben bestehen. Nur die spezifische Wärme von $BaCl_2 \cdot H_2O$ bleibt etwas gegen die frühere Zahl zurück, wobei aber vielleicht nicht ganz außer acht zu lassen ist, daß das früher benutzte Salz durch Entwässerung bei 70°, das jetzt benutzte bei Zimmertemperatur erhalten wurde.

Für die vier Bleihalogensalze ergibt sich das interessante Faktum eines ganz erheblichen Ansteigens der Molekularwärme mit steigendem Atomgewicht des Halogens. Für das Bleichlorid sind soeben von anderer Seite im hiesigen Institute Zahlen erhalten worden, die dem angegebenen Werte bedeutend näher kommen als der Lindnersche Wert.

Für das Salz $ZnSO_4 7H_2O$ wurde unter der wahrscheinlichen Voraussetzung, daß bei Zimmertemperatur das 2. bis 7. Wassermolekül gleiche Wärmekapazität besitzen und unter der Annahme, daß die Molekularwärme von $ZnSO_4 \cdot H_2O$ den Wert 36 hat, die Molekularwärme 100,1 berechnet. Sie erschien nicht vereinbar mit der früher ermittelten Zahl 88,3. Stellt man indessen sämtliche vorliegenden Zahlen zusammen:

Temp.-Bereich	Mol.-Wärme	Beobachter
0—20	88,3	Schottky
0—20	89,97	Fittig
18—22	94,1	Pape
15—30	99,7	Kopp
1—34	100,1	Schottky,

so löst sich der Widerspruch, der zwischen den einzelnen Beobachtungen zu bestehen scheint, dahin auf, daß in dem Intervall von 0—34° die Molekularwärme des Salzes außerordentlich ansteigt. Begründet ist dieser starke Anstieg durch die Nähe eines Umwandlungspunkts. Bei 39° nämlich geht die Reaktion

$$ZnSO_4 \cdot 7H_2O = ZnSO_4 \cdot 6H_2O + H_2O$$

vor sich.

Eine ähnliche Bemerkung machen wir beim Natriumthiosulfat. Schon früher war es dem Verfasser aufgefallen, daß die Molekularwärme des Salzes $Na_2S_2O_3 \cdot 5H_2O$ 110,3 (v. Trenti-

naglia) betragen soll, während aus der von Pape gefundenen Molekularwärme 34,92 des Anhydrids mit Hilfe des Nernstschen Theorems sich auf einen Wert von etwa 81 für das Hydrat schließen läßt. Die Erklärung für die auffallend groß beobachtete Zahl wurde dann darin gefunden, daß der Beobachter v. Trentinaglia mit dem Temperaturintervall $11-44^0$ sehr nahe an den Schmelzpunkt des Hydrats herangegangen war, der nach drei Beobachtern bei 45^0, 48^0 oder 50^0 liegen soll. Die Messung durch den Verfasser ergab dann, daß man nur um 10^0 niedriger zu gehen braucht, um mit der Molekularwärme 86,22 dem theoretisch berechneten Werte wesentlich näher zu kommen.

(Eingegangen 26. Juli 1909.)

Über die innere Energie von Glastränen.

Von K. Lerp.

Die Explosion von Glastränen gehört zu den merkwürdigen physikalischen Erscheinungen, deren eigentliche Ursache nicht mit Sicherheit anzugeben ist. Einen ersten Einblick in die quantitativen Beziehungen der Erscheinung gewährt die Bestimmung der Energie, welche infolge der Explosion frei wird, und die in gar keinem Verhältnis zu stehen scheint zu der beim Abbrechen der Spitze geleisteten Arbeit.

Theoretisch läßt sich voraussehen, daß bei der Explosion eine Wärmeentwicklung stattfinden wird. Durch das Eintropfen des geschmolzenen Glases in Wasser erstarrt sofort die Oberfläche, und indem die innere Glasmasse bei weiterem Abkühlen sich zusammenzieht, übt sie einen normalen Zug auf die feste Oberfläche aus. Je weiter die innere Glasmasse erstarrt, desto größer werden die Spannungen, die zwischen ihr und der äußern Schale stattfinden. Nun ist bekannt, daß beim Ausdehnen von Stäben ein Wärmeverbrauch stattfindet, beim Zusammenziehen Wärme frei wird. Ähnlich liegen die Verhältnisse hier. Man kann sich etwa das Innere der Glasträne in sehr dünne Stäbchen oder Fäden zerlegt denken, die infolge der auf sie wirkenden Spannungen ausgedehnt werden und dazu Wärme verbrauchen. Im ganzen wird deshalb nicht so viel Wärme an das umgebende Wasser abgegeben, als es bei langsamer Abkühlung der Fall sein würde. Beim Zerbrechen, d. h. bei Zusammenziehung der Stäbe, muß diese umgewandelte Wärmemenge wieder zum Vorschein kommen. Weshalb dabei noch eine explosionsartige Fortschleuderung der einzelnen Teilchen stattfindet, ist eine andere Frage.

Rechnerisch läßt sich eine obere Grenze der Energie in der Glasträne bestimmen, wenn man für dieselbe Kugelgestalt annimmt und die Spannungen durch einen allseitig gleichmäßigen Zug p erzeugt denkt. Es sei

a die räumliche Dilatation,

C der Kompressionsmodul, so wird

$$p = a\,C,$$

und für die bei der Ausdehnung geleistete Arbeit A ergibt sich

$$A = \frac{1}{2}\,a p = \frac{1}{2}\,a^2 C.$$

Bezeichnet man mit α den Volumausdehnungskoeffizienten, mit t die Temperatur, um welche das Glas abgekühlt wird, so folgt

$$a = \alpha\,t$$

und

$$A = \frac{1}{2}\,\alpha^2 t^2 C, \qquad \alpha = 0{,}000024.$$

Mit dem Elastizitätsmodul E ist C verbunden durch die Gleichung

$$E = 3\,(1-2\,k)\,C.$$

Für Glas kann man $k = \frac{1}{3}$ setzen, also wird

$$C = E = 6500\left(\frac{\text{kg}}{\text{mm}^2}\right).$$

Der Ausdruck für A bezieht sich dann auf mm^3 als Volumeinheit. Setzt man demnach die im cm^3 entwickelte Wärmemenge $= W$, das mechanische Wärmeäquivalent $\mathfrak{A} = 427$, so erhält man

$$W = 10^3\,\frac{\alpha^2 t^2 C}{2\,\mathfrak{A}} = 4{,}38 \cdot 10^{-6}\,t^2 \text{ gr-cal.}$$

Nimmt man an, daß infolge der plötzlichen Abkühlung keine Verminderung des Volumens stattgefunden hat, so kann man in einer rohen Annäherung $t = 1000^0$ setzen (mittlere Schmelztemperatur des Glases) und erhält dann für die in der Volumeinheit (cm^3) aufgespeicherte Wärmemenge

4,38 gr-cal.

Es läßt sich natürlich voraussehen, daß die Beobachtungsresultate beträchtlich unter diesem Wert liegen werden.

Eine strengere theoretische Ableitung des Wertes der Energie — zugleich unter Berücksichtigung der im Innern der Glasträne auftretenden Hohlräume — läßt sich im Anschluß an eine von Kirchhoff[1]) gegebene Formel durchführen. Setzt man voraus, daß auf eine elastische Hohlkugel mit dem innern Radius r_i und dem äußern r_a konstante radiale Drucke wirken, so läßt sich die in der Volumeinheit enthaltene Energie folgendermaßen bestimmen.

Bezeichnet a die räumliche Dilatation in irgend einem isotropen Medium, so ergibt sich für die Differentialgleichung

1) Kirchhoff, Mechanik, S. 403 (4. Aufl.).

$$\Delta V = a$$

als eine partikuläre Lösung

$$V = \frac{a}{6} r^2 + \frac{b}{r}$$

wo $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ und b eine Konstante. Die Beziehung zwischen der Funktion V und den Druckkomponenten X_x, X_y usw. gibt die folgenden Gleichungen:

$$u = \frac{\partial V}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial V}{\partial y}, \quad w = \frac{\partial V}{\partial z},$$

also

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = a$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = X_x, \quad \frac{\partial v}{\partial y} = Y_y, \quad \frac{\partial w}{\partial z} = Z_z$$

$$2 \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} = Y_z = Z_y \text{ usw.}$$

Die Energie pro Volumeinheit wird gegeben durch den Ausdruck

$$f = -K\Big\{X_x^2 + Y_y^2 + Z_z^2 + \frac{1}{2}(Y_z^2 + Z_x^2 + X_y^2) + \Theta(X_x + Y_y + Z_z)^2\Big\}.$$

Dabei sind die Elastizitätskonstanten K und Θ mit dem Kompressionsmodul C verknüpft durch die Formel

$$C = -\frac{2}{3} K(1 + 3\Theta).$$

Ferner ist

$$\Theta = \frac{k}{1 - 2k},$$

wo wir k wieder $= \frac{1}{3}$ setzen können.

Berechnen wir die Werte für die Druckkomponenten, so ergibt sich:

$$f = -K\Big\{\frac{a^2}{3} + \frac{b^2}{6}\Big(-3 + 9\frac{x^4 + y^4 + z^4}{r^4} + 18\frac{y^2 z^2 + z^2 x^2 + x^2 y^2}{r^4}\Big) + \Theta a^2\Big\}$$

$$= -K\Big\{\frac{1 + 3\Theta}{3} a^2 + \frac{b^2}{r^6} 6\Big\}$$

$$= C\Big(\frac{a^2}{2} + \frac{9}{4}\frac{b^2}{r^6}\Big).$$

Nimmt man von dem zweiten, veränderlichen Teil der Energie den Mittelwert über die Kugelschale, so erhält man die mittlere Energie pro Volumeinheit:

$$f = \frac{C}{2} a^2 + \frac{9}{4} C \frac{b^2}{r_a^3 - r_i^3}\Big(\frac{1}{r_i^3} - \frac{1}{r_a^3}\Big)$$

$$= \frac{C}{2} a^2 + \frac{9}{4} C \frac{b^2}{r_a^3 r_i^3},$$

bezogen auf mm³, wenn man

$$C = 6500 \Big(\frac{\text{kg}}{\text{mm}^2}\Big)$$

setzt.

Unter Beibehaltung der obigen Bezeichnung folgt also

$$\mathfrak{A} \cdot W = 10^3 \cdot C\Big(\frac{a^2}{2} + \frac{9}{4}\frac{b^2}{r_a^3 r_i^3}\Big).$$

Für den radialen Druck findet man

$$p = -2K\Big\{(1 + 3\Theta)\frac{a}{3} + 2\frac{b}{r^3}\Big\}$$

$$= C\Big(a + \frac{3}{2}\frac{b}{r^3}\Big) \text{ (pro mm}^2\text{)}.$$

Es bleibt natürlich die Frage, ob die hier gemachten Voraussetzungen für den Zustand der Glasträne auch nur annähernd richtig sind, eine Frage, die durch genaue experimentelle Untersuchungen zu entscheiden wäre.

Experimentell wurde zunächst das Drehungsmoment bestimmt, welches zum Abbrechen der Spitze nötig ist. Die Glasträne wurde dabei festgeklemmt und mit dem ausgezogenen Ende auf eine Kante aufgelegt. In abgemessener Entfernung davon hing eine Wagschale zur Aufnahme der Gewichte.

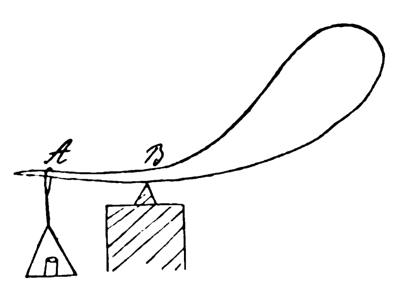


Fig. 1.

Bezeichnet man dabei mit P das aufgelegte Gewicht mit l die Länge AB, so ist nach einer bekannten Formel der Mechanik die Biegungsfestigkeit $\varkappa$ bestimmt durch die Gleichung

$$P = \varkappa \cdot \frac{q}{l},$$

wobei für einen kreisförmigen Querschnitt

$$q = \frac{\pi}{4} r^2 \cdot r$$

zu setzen ist. Sonach wird

$$\varkappa = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{Pl}{r^3}.$$

Die Beobachtungen ergaben:

Tabelle I.

Dicke in B (mm)	l (mm)	P (kg)	Drehmom. (kg mm)	$\varkappa$
2,13	16	4,6	73,6	77,6
1,25	11	1,0	11,0	57,4
1,65	10	1,8	18,0	40,8

Wenn diese Werte auch keine große Genauigkeit besitzen — wie überhaupt K für verschieden große Querschnitte nicht konstant bleibt —, so geben sie doch ein anschauliches Bild von der Festigkeit des gehärteten Glases. Zum Vergleich seien einige Werte für $\varkappa$ angeführt:

Für Stahl $\varkappa = 80$
Gußeisen $\varkappa = 32$
Schmiedeeisen $\varkappa = 25$
Quarz $\varkappa = 12$ bis 16.

Die für Glastränen gefundenen Werte $\varkappa$ liegen also den höchsten für gehärteten Stahl bekannten recht nahe. Ohne Zweifel besteht ein Zusammenhang zwischen der außerordentlichen Härte der Glastränen und den im Innern auftretenden Spannungen resp. der hier aufgespeicherten Energie, und es scheint nicht ausgeschlossen, daß eine genauere Untersuchung dieses Zusammenhanges den Schlüssel liefert zu einer vollständigen Theorie des Härtungsvorganges, welche bis jetzt noch nicht existiert.

Messungen über die beim Explodieren entwickelte Wärmemenge sind bisher nur von Dufour[1]) ausgeführt worden. Bei der von ihm angegebenen Methode wurde das Zerbrechen der Träne in einem Trichter oberhalb der Flüssigkeit (Terpentinöl) des Kalorimeters ausgeführt. Da diese Methode keineswegs einwandfrei ist, so kam es darauf an, ein Kalorimeter zu konstruieren, mit welchem genauere Messungen möglich waren. Maßgebend waren dabei zwei Gesichtspunkte.

1. Das Kalorimeter muß möglichst klein und leicht sein,

2. Glasträne, Thermometer und Rührer müssen in demselben untergebracht werden. Die Konstruktion wurde dementsprechend in der auf nebenstehender Figur 2 angegebenen Weise ausgeführt (aus Messingblech).

Das Gewicht des Gefäßes betrug 30,48 gr.

Die Temperaturablesungen erfolgten an einem Thermometer mit $^1/_{20}$ Grad-Einteilung; gegen die Explosionswirkungen war es durch ein Drahtnetz geschützt. In dasselbe wurden

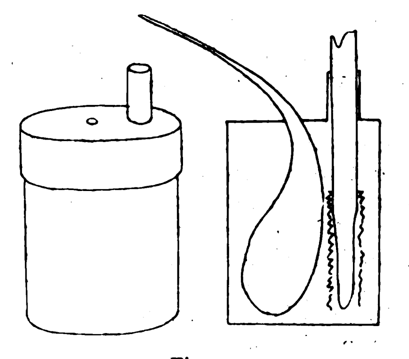


Fig. 2.

Federn eingesteckt, die beim Drehen als Rührer wirkten. Die Glasträne wurde mit Hilfe eines übergeschobenen Stückchens Gummischlauch in der Deckelöffnung festgeklemmt. Als Kalorimeterflüssigkeit erwies sich Terpentinöl am geeignetsten. Das Kalorimeter war gegen äußere Temperatureinflüsse durch Watteumhüllung geschützt. Die Resultate der Beobachtungen sind in der folgenden Tabelle II zusammengestellt. Die 2. Kolonne gibt das Gewicht des nach der Explosion im Kalorimeter enthaltenen Glaspulvers. Die Umrechnung der gesamten Wärmemenge in Temperaturerhöhung dieser wirksamen Glasmasse ist deshalb zugefügt, um das Ergebnis mit den von Dufour angegebenen Werten vergleichen zu können. Derselbe findet in einer 1. Beobachtungsreihe Temperatur-Erhöhungen des Glases von 0,18 bis 0,46^0, in einer 2. Reihe 0,26 bis 0,35^0, Mittel 0,30^0. Dagegen liegen die entsprechenden Werte der obigen Tabelle zwischen 0,32^0 und 0,38^0, sind also etwas höher — wie zu erwarten war — und zeigen größere Übereinstimmung als die Ergebnisse der letzten Dufourschen Versuchsreihe. Die auftretenden Schwankungen 0,32^0 bis 0,38^0 entsprechen einer am Thermometer abgelesenen Temperaturdifferenz von nur 0,005^0 (d. h. $^1/_{10}$ Skalenteil), lassen sich also leicht auf Beobachtungsfehler zurückführen.

Die für die entwickelte Wärmemenge pro 1 gr gefundenen Werte zeigen, daß die innere

Tabelle II.

Gewicht der Glastr. (gr)	Aufgen. Glasmasse (gr)	Gewicht des Terpentins (gr)	Temp. Erhöh. im Kal.	Entwickelte Wärmem. (gr-cal)	Wärmem. pro 1 gr (gr-cal)	Temp.-Erh. der Glasm.
6,24	5,36	5,92	0,06^0	0,380	0,071	0,37^0
5,45	4,65	5,50	0,055^0	0,330	0,071	0,37^0
5,27	4,75	6,08	0,05^0	0,313	0,066	0,35^0
5,05	4,38	5,11	0,045^0	0,262	0,060	0,32^0
5,76	4,64	6,22	0,05^0	0,315	0,068	0,36^0
5,40	4,64	5,84	0,05^0	0,308	0,067	0,35^0
4,02	3,41	5,22	0,04^0	0,227	0,067	0,35^0
4,11	3,23	5,93	0,04^0	0,236	0,073	0,38^0
5,31	4,68	6,00	0,05^0	0,313	0,067	0,35^0
5,13	4,77	5,63	0,05^0	0,305	0,064	0,34^0
				Mittelwerte	0,067	0,35^0

1) Pogg. Ann. **137**, S. 640, 1869.

Energie der Masse der Glasträne proportional ist. Höchstens die Resultate der 4. Reihe könnten im Vergleich mit den übrigen auf einen Einfluß der Oberfläche deuten.

Weitere kalorimetrische Messungen in Verbindung mit spezifischen Gewichtsbestimmungen wurden mit Glastränen aus kalihaltigem Glas angestellt. Die Tränen waren schwer zu zerbrechen und zeichneten sich durch starke Explosionswirkungen aus, so daß von vornherein eine größere Wärmeentwicklung zu erwarten war. Durch ein besonderes Verfahren gelang es der Glashütte Neuwerk (Schmiedefeld, Thüringen), blasenfreie Tränen herzustellen, welche für spezifische Gewichtsbestimmung notwendig sind. Es wurde jedesmal das spezifische Gewicht der ganzen Träne und dann das desselben Glases in gewöhnlichem Zustand ermittelt. Verwendet man hierbei das Glaspulver, so verdoppeln sich die Beobachtungsfehler; deshalb wurden einige Tränen in der Gebläseflamme zum Schmelzen gebracht, langsam abgekühlt und daraus das spezifische Gewicht bestimmt. Die Ergebnisse der Untersuchung sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt.

Tabelle III.
Spezifische Gewichte (s_1) der ganzen Glastränen.

No.	Gewicht (gr)	Volumen (cm³)	s_1
1	4,0678	1,6204	2,5104
2	2,4711	0,9839	2,5115
3	1,8018	0,7178	2,5102
4	2,2583	0,8991	2,5117
5	2,5118	0,9221	2,5118
			Mittel: $s_1 = 2,5111$

Tabelle IV.
Spezifische Gewichte (s_2) des umgeschmolzenen Glases.

No.	Gewicht (gr)	Volumen (cm³)	s_2
1	5,2716	2,0869	2,5265
2	4,3141	1,7069	2,5274
3	4,1687	1,6505	2,5259
4	6,3612	2,5181	2,5262
5	2,3708	0,9389	2,5251
			Mittel: $s_2 = 2,5262$

Tabelle V.
Kalorimetrische Messungen.
(Glastränen mit Hohlräumen).

Glasmasse (gr)	Terpentinöl (gr)	Temp.-Erh.	Wärmemenge (gr-cal)	Wärmem. pro 1 gr
5,543	5,731	0,09⁰	0,566	0,102
3,987	5,584	0,08⁰	0,474	0,120
5,757	6,073	0,10⁰	0,678	0,119
3,474	5,366	0,065⁰	0,371	0,107
3,119	6,254	0,06⁰	0,332	0,116
5,174	6,501	0,08⁰	0,524	0,101
				Mittelwert: 0,111 cal

Aus den Mittelwerten s_1 und s_2 läßt sich die Dilatation a berechnen. Sei v_1 das Volumen des Glases im gehärteten Zustand, v_2 dasjenige im gewöhnlichen Zustand, so gilt

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{s_2}{s_1}$$

$$a = \frac{v_1 - v_2}{v_2} = \frac{s_2 - s_1}{s_1} = \frac{0,0151}{2,5111} = 0,006013.$$

Setzt man den aus den angegebenen Zahlen folgenden Wert $W = 0,111 \cdot 2,5262$ in die Formel

$$\mathfrak{A} \cdot W = \frac{1}{2} a^2 C \cdot 10^3$$

ein, so findet man

$$a = 0,006070.$$

Die beiden Werte liegen recht nahe aneinander. Die für die entwickelte Wärmemenge aufgestellte Formel stimmt also gut mit der Erfahrung überein.

Nimmt man an, daß für die Glastränen mit Hohlräumen s_1 denselben Wert hat wie für blasenfreie Tränen, so kann man mit Hilfe der experimentell gefundenen Werte

$$a = 0,006013$$

und

$$W = 0,111 \cdot 2,5262 \text{ gr-cal}$$

die Konstante b in der oben abgeleiteten Formel

$$\mathfrak{A} \cdot W = 10^3 C \left(\frac{a^2}{2} + \frac{9}{4} \frac{b^2}{r_a^3 r_i^3} \right)$$

bestimmen. Man übersieht leicht, daß b einen sehr kleinen Wert bekommt und praktisch $= 0$ gesetzt werden kann.

Für den radialen Zug, der nötig wäre, in der Glasträne die äquivalenten Spannungen hervorzubringen, ergibt sich dann der merkwürdige Wert

$$p = C \cdot a = 65 \cdot 0,607 = 39,455 \frac{\text{kg}}{\text{mm}^2}$$

oder

$$p = \frac{3945,5}{1,033} = 3819,5 \text{ Atmosphären.}$$

Von Interesse ist endlich noch eine Bestimmung des Abkühlungsintervalls, welches dem gefundenen Wert W unter der Voraussetzung entspricht, daß bei der Abkühlung keine Volumverminderung eintritt; man hat

$$\alpha t = a$$

$$t = \frac{a}{\alpha} = \frac{0,00607}{0,000024} = 253^0.$$

Danach würde die Glasträne bei der Abkühlung im Wasser ihr definitives Volumen erst bei einer Temperatur von 253⁰ erreichen. Die Rechnung setzt voraus, daß die Kontraktion, welche in Wirklichkeit ungleichmäßig, in nicht näher zu bestimmender Weise vor sich geht, durch eine konstante mittlere Kontraktion er-

setzt werden darf. Inwieweit diese Annahme gerechtfertigt ist, läßt sich allerdings schwer beurteilen.

Herrn Geheimrat Riecke spreche ich für die Anregung zu dieser Arbeit und die stete Förderung bei Ausführung derselben meinen ergebensten Dank aus.

Physikalisches Institut, Göttingen.

(Eingegangen 11. August 1909.)

Untersuchungen über die Wasserhaut und damit zusammenhängende Oberflächenvorgänge.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Emil Cohnstaedt.

§ 1. Die ausführliche Wiedergabe dieser Abhandlung kann aus äußeren Gründen erst in einigen Monaten und an andrer Stelle erfolgen, deshalb sollen hier vorläufig nur die Hauptergebnisse mitgeteilt werden.

a) Beobachtungen über die Wasserhaut.

§ 2. Jeder Körper besitzt eine Wasserhaut, deren Dicke bei chemisch gleichen Substanzen von der Oberflächenbeschaffenheit abhängt. Sie ist größer bei blanken Blechen als bei matten, größer bei geschmirgelten, als bei ungeschmirgelten, größer bei solchen, die in Wasser lagen, als bei in Luft aufbewahrten. Sich selbst überlassen nimmt sie mit der Zeit ab und nähert sich asymptotisch einem Grenzwert. Nimmt die Feuchtigkeit des umgebenden Gases zu oder ab, so verdickt sich oder verdünnt sich die Wasserhaut derart, daß man von einem Gleichgewichtszustand Wasserhaut/Gasfeuchtigkeit sprechen kann. Auf dieser Eigenschaft der Wasserhaut beruht die in der Untersuchung angewandte Messungsmethode. Temperaturerhöhung hat eine Verdünnung der Wasserhaut zur Folge, während Druckerniedrigung des umgebenden Gases ohne gleichzeitige Änderung der Feuchtigkeit auf die Wasserhautdicke ohne Einfluß ist. Aus der Temperaturfunktion der Wasserhaut läßt sich die Oberflächenspannung Wasser/Luft berechnen, wobei man einen Wert erhält, der mit dem von Quincke direkt beobachteten gut übereinstimmt:

	Beobachtet (Quincke)	Berechnet (C.)
Oberflächenspannung Wasser/Luft:	0,075	0,085

Hierbei ist zu bemerken, daß der Quinckesche Versuch in feuchter Luft (Zimmerluft) ausgeführt wurde, während die Berechnung sich auf vollkommen trockne Luft bezieht, so daß, auf gleiche Luftfeuchtigkeit bezogen, die Übereinstimmung noch etwas besser wird. — Für den Pouillet-Effekt[1]) ergab sich, daß er nicht, wie man bisher annahm (siehe z. B. G. Schwalbe[2])) auf der Kontraktion des Wassers an der Substanzoberfläche beruht, sondern, daß er im Gegenteil mit der Auflösung der Wasserhaut verknüpft ist.

§ 3. Eine Substanz mit dünn gewordener Wasserhaut läßt sich auf wenigstens vier Arten wieder regenerieren, nämlich durch Einlegen in ein Vakuum und nachheriges Liegenlassen an Luft, durch Baden in Wasser, durch Bestrahlen mit ultraviolettem Lichte wahrscheinlich allgemein durch Bestrahlen mit kondensierend wirkenden Strahlen (z. B. mit Röntgenstrahlen) und ferner durch mechanisches Entfernen der oberflächlichen Metallschicht (Abschmirgeln, Abfeilen). — Bei Aluminium nimmt die Wasserhaut nach dem Regenerationsbeginn in Zimmerluft in drei Tagen bis zum siebenfachen Betrag zu, um dann in etwa derselben Zeit auf die Hälfte und, in etwa vierzig Tagen auf 5 Proz. zu sinken. Nach 100 Tagen ist praktisch ein Grenzwert (Minimum) erreicht. Andre untersuchte Substanzen haben eine kürzere Abfallszeit. Sie war stets proportional dem elektrochemischen Äquivalent (Potentialwert). Das Minimum nahm bei verschiedenen Substanzen ebenfalls mit abnehmender Dichte ab. Bestrahlung mit sichtbarem Licht bewirkt eine Wasserhautverdünnung, Bestrahlung mit ultraviolettem Licht eine Wasserhautverdickung. Bestrahlung mit sichtbarem Licht setzt die Säurezersetzungskraft von Aluminium stark herab (Passivwerden).

b) Wasserhaut und Elektrizitätsleitung in Gasen.

§ 4. Die drei wichtigsten experimentellen Ergebnisse dieses Abschnittes lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Der Widerstand einer Vakuumröhre nimmt zu proportional mit der Stromzeit. (Gilt exakt nur für den Anfangszustand, d. h. nur solange noch kein Wasserhautgleichgewicht eingetreten ist.)

2. Die Wasserhautverdampfung der Elektroden, d. h. die absolute Feuchtigkeit der Röhre nimmt ab proportional der Stromzeit. (Gilt ebenfalls nur für den Anfangszustand der Röhre.)

3. Die Druckerhöhung infolge Stromdurchgang ist gleich der ihr äquivalenten Knallgasentwicklung. (Anfangszustand.)

Diese drei Resultate bilden zusammen die Erklärung der bei Vakuumröhren beobachteten Druckerhöhungen. Das von früheren Autoren

1) Gilb. Annalen **73**, 356, 1823.
2) Ann. d. Phys. **16**, 32, 1905.

festgestellte Auftreten von Wasserstoff (besonders bei Heliumfüllung) und Kohlensäure ist nur eine hiermit zusammenhängende sekundäre Erscheinung. Näheres hierüber findet sich in der ausführlichen Veröffentlichung. Die theoretischen Ergebnisse sind folgende:

1. Ein Vakuumrohr verhält sich im Anfangszustand so, als ob im wesentlichen der gerade vorhandene Wasserdampf der alleinige Stromträger sei.

2. Dasselbe folgt ferner aus Berechnungen, die auf Grund von Kathodenfallbeobachtungen von H_2, N_2, O_2 und Luft angestellt wurden. Der prozentuale Anteil des Wasserdampfes als Stromträger war 96 Proz. nach den direkten Beobachtungen und 94 Proz. nach den Kathodenfallberechnungen. Das gleiche folgt übrigens auch aus der Wasserhauttheorie, wie sie für den Voltaeffekt in der Hauptarbeit dargestellt wird. Nach diesen Ergebnissen kann man ein Geißlersches Rohr ganz allgemein als ein allseitig geschlossenes Vakuumknallgasvoltameter ansehen.

c) Berechnungen auf Grund der Wasserhauttheorie der elektroaktiven Oberflächen.

§ 5. Auf Grund einer Theorie, die am anderen Orte ausführlich behandelt wird, werden die Phänomene des Voltaeffekts und des lichtelektrischen Effekts mit der stets vorhandenen Wasserhaut in Verbindung gebracht. Danach hat jede Wasserhautveränderung eine Veränderung des Potentialwerts resp. der lichtelektrischen Empfindlichkeit zur Folge, und der voltaelektrische resp. der lichtelektrische Strom ist die Ursache der beobachteten Wasserhautzersetzung. Aus den gemessenen Wasserhautkonstanten konnten auf Grund der erwähnten Theorie verschiedene Vorgänge berechnet werden, die, verglichen mit den direkten Beobachtungen, eine gute Übereinstimmung ergaben. Für die Steigerung des Voltaeffekts von *Al/Cu* durch Abschmirgeln ergab sich:

86,8 Proz. (berechnet) 85,2 Proz. (beobachtet).

Für die Abnahme des Voltaeffekts von *Al/Au* bei —186° C ergab sich:

91,1 Proz. (berechnet) 90 Proz. (beobachtet).

Für das Verhältnis der lichtelektrischen Kathodenstrahlen zu den lichtelektrischen Kanalstrahlen ergab sich:

78,3 Proz. (berechnet) 80 Proz. (beobachtet).

Der Voltaeffekt ist schon von W. Gaede, Greinacher u. a. auf die Wasserhaut zurückgeführt worden. Diese Anschauung wird hier erweitert, spezialisiert und quantitativ geprüft. Es mag auch erwähnt werden, daß höchstwahrscheinlich die oft untersuchte lichtelektrische Ermüdung lediglich auf der anodischen Wasserhautpolarisation (Sauerstoffanlagerung, nicht Oxydation) beruht.

d) Beobachtungen zur Photoaktivität.

§ 6. Die Photoaktivität, mit welchem Ausdruck ich die sog. Metallstrahlung und ähnliche Phänomene zusammenfasse, beruht wahrscheinlich primär auf der Bildung von positiv (geladenen) Sauerstoffionen aus der Wasserhaut des festen Wasserhautträgers, sekundär in der Synthese von Wasserstoffsuperoxyd oder einem Stickstoffoxyd aus Luft oder Luftwasserdampf und tertiär in dem Zerfall dieser Gase (Metallgas), wobei Oxydationen auftreten. Das von Aluminium erzeugte Metallgas läßt sich von porösen Körpern (z. B. Ton) und Flüssigkeiten (z. B. destilliertes Wasser) leicht absorbieren. Diese Substanzen zeigen dann dieselben photoaktiven Eigenschaften wie die das Metallgas erzeugenden Metalle. Eine interessante Reaktion auf *Al*-Metallgas ist die Rotfärbung von Rodinalentwickler, welche unter seinem Einfluß wesentlich rascher eintritt, als durch die alleinige Wirkung der Luft. Es ließ sich bestimmen, daß 1 cm^2 *Al*-Blech etwa ebenso wirksam ist, wie 30 cm^3 Luft. Einen anderen charakteristischeren Einfluß dieses Gases erhält man durch Baden von aktivierten Folien in Hydrochinonentwickler. Dieser wird hierdurch sofort blau fluoreszierend und sein Salz färbt sich nach Abdampfen des Lösungswassers in einigen Minuten indigoblau. Diese Modifikation des an sich hellen Entwicklersalzes bezeichne ich als Photochinon. Das Photochinon ist äußerst lange, vielleicht auch dauernd photoaktiv, auch wenn es im dunkeln aufbewahrt wird. Ein acht Monate altes Präparat zeigt noch keine wesentliche Abnahme der Wirkung. Die Erscheinung hat eine gewisse Ähnlichkeit mit Phosphor oder Chininsulfat, obwohl vorerst kein ursächlicher Zusammenhang gefunden werden konnte.

§ 7. Das wesentliche Resultat der gesamten Untersuchung liegt in der Beziehung, welche für die Wasserhaut und die Oberflächenerscheinungen fester Körper nachgewiesen werden konnte. Die zurzeit vorliegenden Beobachtungen reichen freilich noch nicht ganz aus, um überall den ursächlichen Zusammenhang mit der Wasserhaut wirklich zu beweisen. Aber man kann auch wohl jetzt schon mit Bestimmtheit der Wasserhaut den Hauptanteil an allen diesen Vorgängen zusprechen. Aufgabe meiner folgenden Untersuchung wird es sein, diese Theorie im einzelnen näher zu prüfen.

Diese Arbeit wurde im Physikalischen Institut des Physikalischen Vereins zu Frankfurt a/M. ausgeführt und danke ich auch an



dieser Stelle Herrn Prof. Wachsmuth für das Interesse, das er mir hierbei stets bewiesen hat.

Frankfurt a/M., Physikalischer Verein, 11. August 1909.

(Eingegangen 11. August 1909.)

Bemerkung zu meinem Aufsatz: Ist die innere Strahlung an der Wärmeleitung eines Metalls wesentlich beteiligt? [1]).

Von Max Reinganum.

In dem oben genannten Aufsatz habe ich es als noch hypothetisch bezeichnet, ob die Strahlungsintensität in Metallen im Verhältnis des Quadrats des Brechungsexponenten gegenüber dem Vakuum, wie bei schwach absorbierenden Dielektrika vergrößert ist. Es wurde zwar ein vorläufiger Beweis des Satzes gegeben, seine exakte Begründung aber als noch wünschenswert hingestellt.

Inzwischen ist eine strenge Ableitung desselben erschienen, und zwar in der interessanten Abhandlung von Herrn Jeans im Juniheft des Phil. Mag. (6) **17**, 1909, The Motion of Electrons in Solids, Part I, im Abschnitt: Kirchhoffs Law, S. 781—784. Indem Herr Jeans nachweist, daß der komplexe Brechungswinkel ε_2' sich zu der komplexen Fortpflanzungsgeschwindigkeit V_2' verhält, wie der wahre Brechungswinkel ε_2 zur wahren Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Metalle V_2, gelangt er zu der strengen Ableitung der mit der unserigen identischen Beziehung

$$E_1 V_1^3 = E_2 V_2^3$$

auch in Metallen, und zwar gerade für das von uns benötigte Gebiet, nämlich für Wellenlängen, bei denen die Maxwellschen Gleichungen gelten. (E bedeutet den Energieinhalt der Volumeinheit, V die Fortpflanzugsgeschwindigkeit, die linke Seite der Gleichung bezieht sich auf das Vakuum, die rechte auf das Metall.)

Somit ist die Unsicherheit, die in meiner Ableitung noch möglich war, nicht mehr vorhanden.

Ferner ist von Interesse, auf die Identität der Gleichung (10) bei Herrn Jeans S. 778 mit der Gleichung (13) von Herrn E. Cohn hinzuweisen, in dessen Abhandlung: Die Absorption elektrischer Schwingungen in Elektrolyten. Göttinger Nachr. Heft 15, 1889.

Folgende Druckfehler in meiner Abhandlung seien noch verbessert: Vor Gleichung (6) muß es heißen „als ersten Teil von (4)" statt „als ersten Teil von (5)"; ferner muß es in (9) und vorher „K_ν" statt „$\mathfrak{K}_\nu$" heißen.

Freiburg i. B., 30. Juni 1909.

(Eingegangen 2. Juli 1909.)

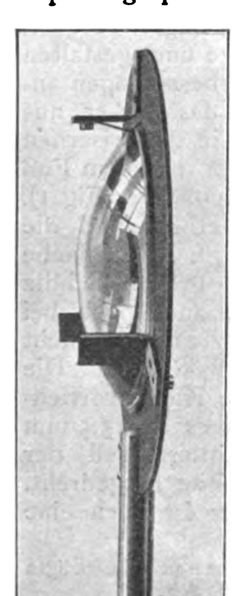
1) Diese Zeitschr. **10**, 355, 1909.

PHYSIKALISCHE TECHNIK.

Eine billige Linsenfassung.

Von Wilhelm Volkmann.

Die Abbildung zeigt eine Fassung für eine Kondensorlinse von 10,5 cm Durchmesser (Linse in photographischen Geschäften für 1,85 M. erhältlich), die sich vor der früher von mir angegebenen durch Einfachheit und Übersichtlichkeit auszeichnet. An einem 13 mm starken Eisenstiel ist eine Eisenblechscheibe von 2 mm Stärke und 16 cm Durchmesser befestigt. Sie hat in der Mitte ein 10 cm großes Loch und trägt die Linse mit drei Messingwinkeln, deren oberster mit einer Feder versehen ist. Die Messingwinkel stehen mehrere Millimeter über den Scheitel der Linse vor und schützen sie beim Hinlegen auf den Tisch. Die Feder vermeidet das Klappern der Linse in der Fassung und gibt der bei der Erwärmung eintretenden gegenseitigen Verschiebung von Linse und Scheibe nach. Diese Art der Fassung habe ich auch für 20 cm große Linsen gut gefunden.



(Eingegangen 2. August 1909.)

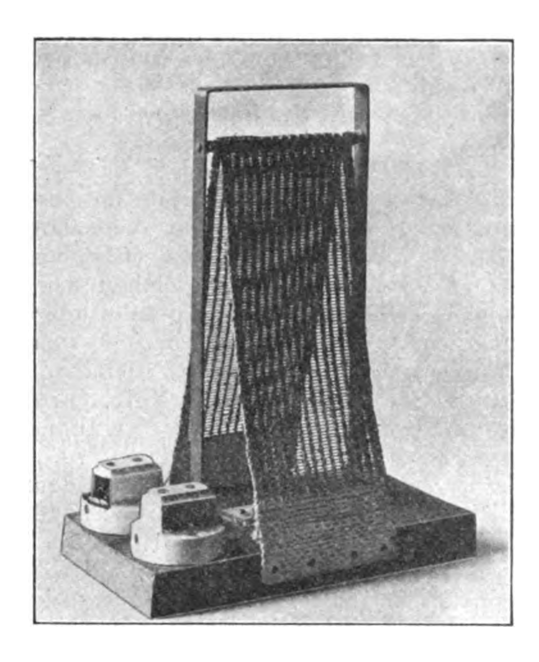
Billige und handliche Vorschaltwiderstände.

Von Wilhelm Volkmann.

Die umstehende Figur zeigt einen Vorschaltwiderstand für eine Bogenlampe von etwa 5 Amp. Stromstärke zum Anschluß an 220 Volt. Bei richtiger Ausnutzung des Lichtes reicht eine solche Bogenlampe für alle optischen Versuche, die sich überhaupt mit künstlichem Licht objektiv darstellen lassen, vollkommen aus. Ich bin allmählich mit verbesserter Lampenform, und indem ich das Licht besser ausnutzen lernte, von 25 Amp. auf 5 Amp. heruntergegangen, und bis jetzt ist noch jeder mit den leuchtenden Spektren, die ich damit erziele, zufrieden gewesen [1]).

Der Widerstand besteht aus einem von

1) Über die Anordnung siehe meine Schrift: Der Aufbau physikalischer Apparate aus selbständigen Apparatenteilen, Berlin, J. Springer, 1905, Seite 66.



Schniewindt in Neuenrade (Westfalen) bezogenen Asbestgitterwiderstandsband, dessen Preis etwa anderthalb Mark beträgt. Es ist ein Gewebe, dessen Kette aus Asbestfäden und dessen Einschlag aus Neusilberdraht besteht. Das ganze Band hat 10 cm Breite und 55 cm Länge, doch besteht bei den ersten und letzten fünf Zentimetern des Bandes auch der Einschlag aus Asbest, so daß man hier das Band annageln kann. Das Band ist mit einem Gerüst aus Bandeisen, dessen oberer runder Querstab mit Asbestpapier bewickelt ist, in einer für den Luftzug günstigen Form über einem Grundbrett ausgespannt. Seine freien Drahtenden sind zu je einem Loch zweier Anschlußdosen geführt, deren andere Löcher unter sich kurz verbunden sind. In einem Laboratorium, in dem vielfach Ungeübte mit der Bogenlampe arbeiten, ist es nützlich, diese Anschlußdosen von denen an der Wand verschieden zu nehmen, es ist dann ganz unmöglich, die Lampe ohne den richtigen Vorschaltwiderstand anzuschließen. Für stärkere Ströme schaltet man mehrere dieser Widerstandsbänder auf einem längeren Grundbrett parallel. Es ist das vorteilhafter, als die Verwendung dickdrähtiger Widerstände.

Die Widerstandsbänder, die die genannte Firma auch bei Bezug nur weniger Stücke bereitwilligst in den verschiedensten Längen, Breiten und Widerstandswerten herstellt, sind auch sonst vielfach verwendbar. Beim Gebrauch von Wechselströmen sind sie durch ihre sehr geringe Kapazität und Selbstinduktion sehr wertvoll. Versieht man sie auf beiden Seiten mit Doppelklemmen, so kann man sie leicht nach Bedarf in größerer Zahl parallel schalten und große Belastungswiderstände zusammensetzen. Die Widerstände werden auf Wunsch übrigens auch mit Abzweigungen hergestellt.

(Eingegangen 2. August 1909.)

Neue Formen meiner Rohrstative und Kreuzmuffen.

Von Wilhelm Volkmann.

Im Jahre 1905 habe ich unter anderem zwei Rohrstative beschrieben[1]), die sich nur durch die Höhe ihres Schaftes unterschieden. Es hat sich im Lauf der Zeit als unbequem erwiesen, daß diese Stative nur für genau 13 mm starke Stäbe zu verwenden sind. Es gelingt nämlich bei Bestellung kleinerer Posten nicht, die Stäbe stets mit genau demselben Durchmesser zu erhalten, auch werden rostige Stäbe durch das Abscheuern dünner. Sind die Stäbe zu dünn, so wackeln sie ein wenig im Stativ, sind sie zu dick, so muß man sie auf das richtige Maß

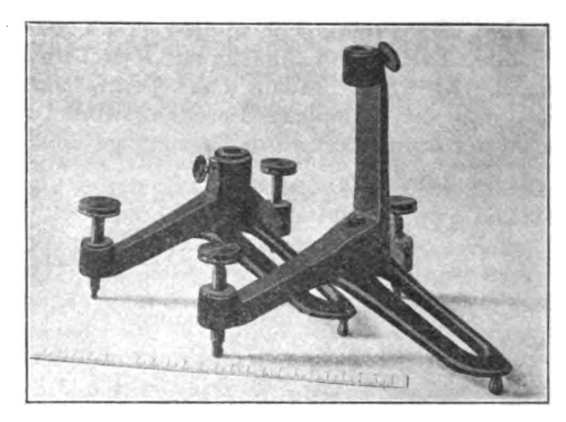


Fig. 1.

abschleifen, worauf nicht jeder eingerichtet ist. Dies war der Anlaß, die Stative umzugestalten und zugleich einige andere Verbesserungen anzubringen. Das Klemmrohr, das bisher aus Messing zusammengesetzt und in dem eisernen Fuß befestigt wurde, bildet jetzt mit dem Fuß zusammen einen einheitlichen Gußkörper (Fig. 1). Dadurch wird die Festigkeit erhöht und die Herstellung wesentlich verbilligt. Der flache Teil des Fußes ist mit einem breiten Schlitz versehen, so daß die Stative auch noch bei sehr tiefem Stande der eingesetzten Stäbe dicht aneinander geschoben werden können. Die wichtigste Änderung weist die Klemmvorrichtung auf. Der Kopf des Statives ist 13,5 mm weit durchbohrt und der mittlere Teil der Bohrung ist auf etwa 15 mm Weite ausgedreht. Der Klemmschraube gegenüber ist noch eine

1) Der Aufbau physikalischer Apparate aus selbständigen Apparatenteilen, Berlin, J. Springer, 1905, Seite 5.

Längsnut von 3 mm Breite und 1 mm Tiefe ausgefeilt. Der Stab wird also von der Schraube gegen die Kanten dieser Nut gedrückt und liegt in der Mitte hohl. Die Klemmschraube hat 5 mm-Löwenherzgewinde und ist so lang gelassen, daß noch 6 mm starke Stäbe festgeklemmt werden können, sie besitzt einen flachen elliptischen Griff, der für diesen Zweck einem Kordenkopf weit überlegen ist.

Die messingenen Stellschrauben der Stative haben $^3/_8$-Withworthgewinde und sind unten kolbenartig verrundet, damit sie auch bei etwas schräger Stellung in den 9 mm weiten Schienen laufen können (Profil $5 \times 11 \times 5 \times 1$ von Max Cochius, Berlin). Ein feineres Gewinde anzuwenden ist nicht zweckmäßig, die Füße laden weit genug aus, so daß auch bei diesem Gewinde eine sehr feine Einstellung möglich ist und bei einem feinen Gewinde verliert man zuviel Zeit, wenn eine stärkere Verstellung nötig ist. Die Bohrung der Stative soll senkrecht stehen, wenn an dem auf wagerechter Tischplatte stehenden Fuß die Stellschrauben fast zur Hälfte herabgedreht sind, man hat also beim Bohren unter die hochkantigen Füße ein passendes Brettchen zu legen.

Die neue Kreuzmuffe eignet sich für höchstens 13 mm starke Stäbe und ist möglichst klein gehalten. Für ihre Gestalt war die Bedingung eines sicheren und genauen Einspannens bei der Bearbeitung maßgebend, denn je genauer dies ausgeführt werden kann, um so billiger kann eine genaue Bearbeitung ausgeführt werden. Der Klemmraum ist mit einer zylindrischen Fräse von 13,5 mm Dicke ausgearbeitet und in der Mitte mit einer 15 mm dicken Fräse weiter vertieft. Der mit 8 mm-Löwenherzgewinde geschnittenen Schraube gegenüber ist eine 3 mm weite und 1 mm tiefe Nut eingefeilt. Es lassen sich noch recht dünne Stäbe klemmen, in der Fig. 2 werden die beiden Kreuzmuffen von einem 5 mm starken Stahlstabe getragen.

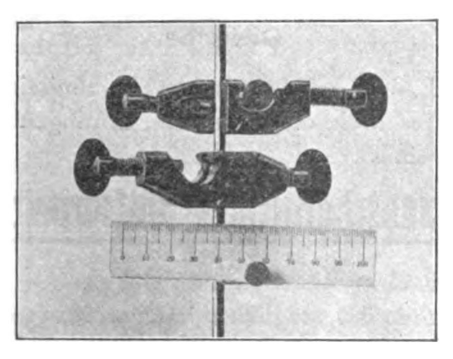


Fig. 2.

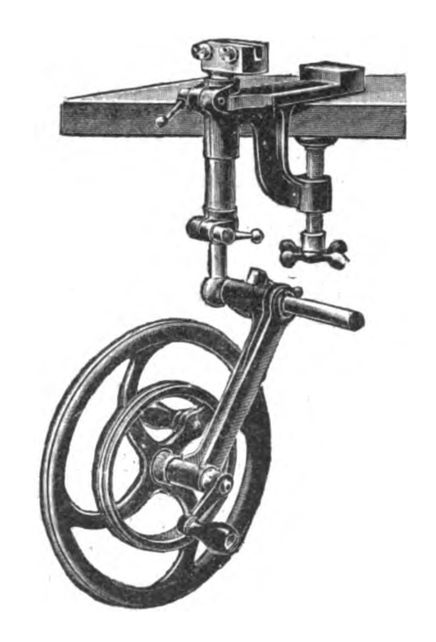
Diese neuen Modelle stelle ich der Allgemeinheit zur Verfügung. Interessierte Firmen können bearbeitete und unbearbeitete Probestücke vom Mechaniker Franz Wax am Physikalischen Institut der Landwirtschaftlichen Hochschule Berlin, N. 4, Invalidenstr. 42, beziehen.

(Eingegangen 2. August 1909.)

Uhrmacherwerkzeug als Laboratoriumsgerät.

Von Wilhelm Volkmann.

Hierdurch möchte ich die Aufmerksamkeit der Fachgenossen auf ein sehr genau gearbeitetes, durch die Gelenkigkeit seiner Befestigung sehr vielseitig verwendbares und ungemein billiges



Antriebsrad für Drehbewegungen lenken. Seine ursprüngliche Bestimmung ist, als Halter und Antrieb für eine Uhrmacherdrehbank zu dienen, die in dem oben sichtbaren Schlitz (s. Figur) mit zwei Schrauben festgeklemmt wird. Der Durchmesser des Rades beträgt 21 cm und der Preis ist nach der Liste von Julius Busse, Berlin, Grünstr. 3, der auch die Figur entnommen ist, 13,20 M. einschließlich Tischklemme.

(Eingegangen 2. August 1909.)

BESPRECHUNGEN.

Tomás Escriche y Mieg, Elementos de Física, precedidos de unas nociones de Mecánica y seguidos de unas breves nociones de Meteorologia. V^a edición, Barcelona 1906. 728 S.

Das Bestreben des Verfassers, der als Professor der Physik an der Universität Barcelona wirkt, ist darauf gerichtet gewesen, eine durchaus selbständige Arbeit zu liefern. Daher weichen die „Elemente der Physik", die im übrigen vollkommen elementar gehalten sind, in vielen Punkten von den üblichen Lehrbüchern ab und bieten durch die in pädagogischer Hinsicht recht geschickte Art der Darstellung, die sich vielfach auf neue Ableitungen und Darlegungen sowie auf Demonstrationen mit selbsterdachten Apparaten stützt, auch für deutsche Leser manches Interessante und Beachtenswerte. Von dem vielen, was dem Referenten bei der Durchsicht des Buches aufgefallen ist, seien hier die zahlreichen hübschen Darlegungen aus dem Kapitel über die Bewegungszustände erwähnt, ferner die Experimente zur Erklärung der Wirkung des Keils, die Versuche über die Zentrifugalkraft, die Ableitung der Erscheinungen der Spiegelung und der Brechung, diejenige des Phänomens des Ausfließens von Flüssigkeiten, die Theorie des Barometers, die Versuche, um dem Schüler den Begriff des elektrischen Stromes und der elektrischen Spannung und die Beziehungen zwischen mehreren Kraftfeldern klarzumachen, die Erklärung der Elektromotore und der optischen Erscheinungen. Daher seien alle diejenigen, die sich für den physikalischen Unterricht interessieren, ausdrücklich auf das Buch von Escriche hingewiesen. Bemerkt sei zum Schluß noch, daß Escriche seine allgemeinen Anschauungen über die Darstellung der physikalischen Erscheinungen in einem Vortrag vor der Akademie der Wissenschaften und Künste in Barcelona „Clasificación y Exposición en Física" (Barcelona 1900) zusammengefaßt hat.

Werner Mecklenburg.

Ludwig Darmstaedter, Handbuch zur Geschichte der Naturwissenschaften und der Technik. In chronologischer Darstellung. 2. umgearbeitete und vermehrte Auflage. Unter Mitwirkung von R. du Bois-Reymond u. C. Schaefer, herausgegeben v. L. Darmstaedter. gr. 8. X u. 1262 S. Berlin, Jul. Springer. 1908. Preis gebunden M. 16.—

Dies umfangreiche Werk stellt eine riesige chronologische Geschichtstabelle nebst eingehendem Personal- und Sachregister dar und ist als zuverlässiges Nachschlagewerk in jeder Beziehung zu empfehlen, zumal der im Verhältnis zu dem Gebotenen mäßige Preis eine Anschaffung erheblich erleichtert. E. Bose.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Hans Rau für Physik, an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Rudolf Ruer für Theorie der Eisenhüttenkunde (bisher in Göttingen für Chemie).

Ernannt: Der Privatdozent für chemische Spektralanalyse an der Böhmischen Technischen Hochschule Prag Dr. Jaroslav Formanek zum a. o. Professor für analytische Chemie ebenda, der Privatdozent an der Universität Wien Dr. Hans Hahn zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität Czernowitz, der Privatdozent an der Universität Berlin Dr. Hans von Wartenberg zum Abteilungsvorsteher am Physikalisch-chemischen Institut daselbst, der Privatdozent an der Universität Berlin Dr. Jakob Meisenheimer zum etatmäßigen Professor der Chemie an der Landwirtschaftlichen Hochschule Berlin, der a.o. Professor an der Universität Lemberg Dr. Stanislaus Tottoczko zum ord. Professor der Chemie ebenda, Miss Adelaide Senty zum Professor der Mathematik an der Universität von Kalifornien in Berkeley.

Berufen: Der Privatdozent für Chemie an der Universität Göttingen Professor Dr. Julius von Braun zum Abteilungsvorsteher am Chemischen Institut der Universität Breslau.

Verliehen: Dem Privatdozenten für darstellende Geometrie an der Technischen Hochschule Wien Dr. August Adler der Titel Professor, dem ord. Professor der Astronomie an der Universität Bonn Dr. Karl Friedr. Küstner der Titel Geh. Regierungsrat.

In den Ruhestand: Der a. o. Professor der Chemie an der Universität Wien Dr. Eduard Lippmann.

Gestorben: Der Professor der ration. Mechanik und höheren Mathematik an der Universität Rom Dr. Valentino Cerruti, der ord. Professor der höheren Analysis und analytischen Geometrie an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Karl Reuschle, der ord. Honorarprofessor der Meteorologie an der Universität München und Direktor der meteorologischen Zentralstation daselbst Dr. Fritz Erk.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 19. | 1. Oktober 1909. Redaktionsschluß für No. 20 am 2. Oktober 1909. | 10. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Spektroskopische Untersuchungen des Bogens unter vermindertem Druck.

Von August Hagenbach.

Einleitung.

Weitaus die meisten spektroskopischen und elektrischen Untersuchungen des Bogens sind bei Atmosphärendruck in Luft ausgeführt. Erst als es sich um die Koinzidenzbestimmungen der Sonnenlinien mit den irdisch erzeugten Spektrallinien handelte, wurde der Bogen unter Druck beobachtet und dabei von Humphreys und Mohler[1]) die Verschiebung der Linien nach Rot mit dem Druck entdeckt. Es folgte dann eine große Reihe von Arbeiten, in denen die Verschiebungen im Bogen und z. T. auch im Funken messend verfolgt wurden.

Wenige Arbeiten aber nur beschäftigen sich mit dem Bogen unter vermindertem Druck. In keiner von diesen Untersuchungen sind die optischen Erscheinungen in den verschiedenen Teilen des Bogens getrennt beobachtet worden, sondern es wurden stets die Spektren von dem gesamten Bogen mit dem Gitter photographiert.

Die Verschiebungen der Linien unter vermindertem Druck nach Violett sind von Mohler[2]) konstatiert worden, doch sind die Beträge so klein, daß sie an der Grenze des Meßbaren liegen.

Im folgenden soll nun über den Anfang einer Untersuchung des Bogens unter vermindertem Druck berichtet werden, wobei aber nicht die Verschiebungen der Linien, sondern die Spektren selbst, wie sie von den verschiedenen Teilen des Bogens emittiert werden, genauer studiert wurden. Später werde ich Gelegenheit nehmen, die elektrischen Eigenschaften des Bogens unter den gleichen Bedingungen zu untersuchen und darnach trachten, die elektrischen mit den optischen Ergebnissen zu vergleichen.

Das Hauptergebnis dieser Untersuchung ist kurz folgendes: Es stellte sich heraus, daß im Bogen nicht nur die Spektren der Metalle, d. h. der Elektroden, sondern auch der umgebenden Atmosphäre zu erhalten sind und zwar mit Intensitäten, wie es im Geißlerrohr nicht zu erreichen ist. Man erhält hier also bei relativ niederen Spannungen die Gasspektra im Gleichstrom. Eine wichtige Tatsache scheint mir ferner zu sein, daß die verschiedenen Teile des Bogens sich ganz verschieden verhalten in bezug auf die Emission.

Zunächst habe ich den Kupferbogen in Atmosphären von Luft, Kohlensäure, Leuchtgas und Wasserdampf einem eingehenden Studium unterworfen. Außerdem habe ich mit einigen andern Metallen, Silber, Eisen, Messing und mit Kohle einige Versuche angestellt, doch werden hier davon nur die Resultate erwähnt werden, welche zu dem Kupferbogen Beziehungen haben.

Die Strom- und Spannungskurven der Metallbogen sind von verschiedenen Seiten aufgenommen worden, ich erinnere hier nur an die neuerdings sehr sorgfältigen Untersuchungen über die Stabilität des Metallbogens von Guye und Zebrikoff[1]). Diese Messungen beziehen sich aber alle auf normalen Druck. Unter vermindertem Druck sind von L. Arons[2]) an

1) Humphreys u. Mohler, Astrophys. journ. **3**, 144, 1896; ferner Humphreys, Jahrbuch der Rad. u. El. **5**, 324, 1908, Bericht über die Verschiebung der Spektrallinien durch Druck. Er enthält die ganze Literatur.

2) Mohler, Astrophys. journ. **4**, 175, 1896.

1) G. E. Guye u. L. Zebrikoff, Arch. de Genève **5** (2), 3, 1907. Hier findet sich auch die ganze Literatur zusammengestellt.

2) L. Arons, Ann. d. Phys. **1**, 700, 1900.

Zink, Blei, Kadmium und Magnesium in Stickstoff und Wasserstoff Beobachtungen angestellt worden, und es findet sich dort die Bemerkung, daß bei niederen Drucken eine andere Entladungsform als der gewöhnliche Bogen vorkomme. Er sagt, daß die Farbe in gewissen Teilen des Bogens eine andere werde; spektroskopische Beobachtungen stellte er aber nicht an.

Die Ausführung der Versuche.

Für die optische Untersuchung diente mir der Universalspektrograph von Töpfer & Sohn. Ich habe denselben schon an anderer Stelle[1]) beschrieben. Für den sichtbaren Teil benützte ich das Glasprisma und für den ultravioletten die drei Quarzprismen. Im ersten Falle wurde auf rotempfindliche Platten (Lumière oder Wratten & Wainreight), im letzteren auf Film, die in die Bildkrümmung gelegt wurden, photographiert. Für das Ultraviolett brauchte ich zwei Aufnahmen, die eine reichte von $\lambda = 2100$ bis 2770 Å.-E., die zweite von 2670 bis 4600, während die Aufnahmen mit dem Glasprisma die Wellenlänge von 3500 bis 7000 enthielten.

Da meine Untersuchung nicht nur auf verminderten Druck, sondern auch auf erhöhten Druck sich ausdehnen und nicht nur den Bogen, sondern auch die Funkenentladungen berücksichtigen soll, so mußte ich einen Apparat konstruieren, der alle diese Entladungsformen bequem ermöglichte.

Der Apparat zur Aufnahme der Bogenlampe bestand aus einem Kessel aus Grauguß von einem Zentimeter Wandstärke. Er war 30 cm lang, mit parallelen ebenen Seitenwänden, die auf der Außenseite durch eine Rippe verstärkt waren; die Schmalseiten vorn und hinten waren zylindrisch. Die Höhe betrug 30 cm, die Breite 12 cm, der Boden war eben und durch eine Rippe verstärkt. Die Zahlen sind innere Maße. Die Bogenlampe ganz aus Messing konstruiert, weil unter erhöhtem Drucke sehr starke Oxydationen der Eisenteile durch den Wasserdampf sich unangenehm bemerkbar machten, wurde in den Kessel, der oben offen war, hineingestellt. Die Elektrodenhalter an der Lampe waren durch je 5 cm lange Stücke aus Marmor unterbrochen, so daß sie von dem Kessel gut isoliert waren und sowohl für Bogen- wie für Funkenentladungen benutzt werden konnten. Der Deckel des Kessels wurde mit 20 starken Schrauben befestigt. Als Dichtung diente ein Bleiring. Dieser Deckel aber wurde nur geöffnet, wenn an der Lampe eine Reparatur notwendig war, oder wenn das Innere des Kessels gereinigt werden mußte. Es befand sich nämlich in dem Deckel vorn über den Elektroden noch eine zweite Öffnung, die groß genug war, daß man die Elektroden einsetzen konnte; er wurde nur durch 4 Schrauben (Bleidichtung) aufgeschraubt. Im hinteren Teile des großen Deckels waren zwei Stopfbüchsen angebracht, durch welche einerseits die ganze Lampe im Innern in der Höhe verschoben und anderseits die Elektroden zur Berührung gebracht werden konnten. Ferner waren zwei Metallhähne zum Evakuieren und Einlassen von Gasen eingelassen, und ein Manometer befestigt. Bei hohen Drucken diente ein Metallmanometer, bei niederen ein Quecksilbermanometer zur Druckbestimmung.

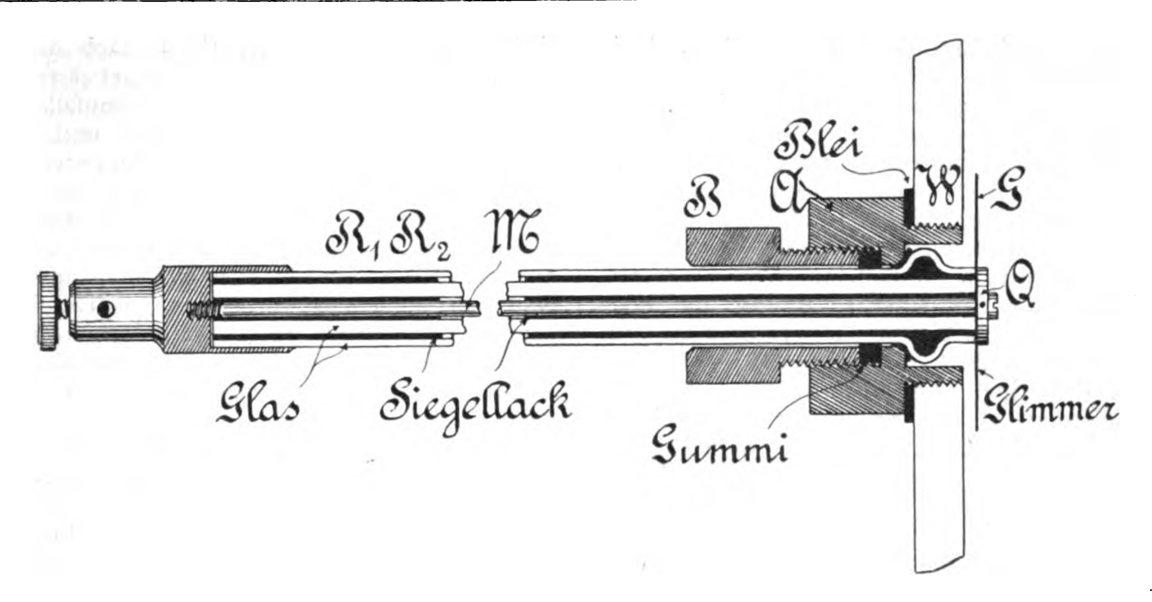
Einige Schwierigkeiten machte es, die Stromzuführung gut isoliert einzuführen. Im komprimierten Gas nimmt der Übergangswiderstand für den Funken ungefähr dem Drucke proportional zu. Es entspräche z. B. einer Funkenlänge von 0,5 cm bei einem Druck von 30 Atmosphären eine solche von 15 cm bei Atmosphärendruck, deshalb muß die Isolierung gegen die Kesselwand außerordentlich gut sein. Dies erreichte ich auf folgende Weise.

Ein Messingstäbchen M, Fig. 1, als Stromzuleitung wurde in ein dickwandiges Glasrohr R_1, von etwa 20 cm Länge, mit rotem Siegellack auf die ganze Länge eingekittet. Diese Röhre wurde wiederum in eine zweite Glasröhre R_2 von 2 cm Weite (Wasserstandsglas) auf dieselbe Weise eingekittet. Dadurch erhielt man eine sehr gut isolierende Schicht, die auch sehr hohen Potentialen gegenüber genügende elektrische Festigkeit bot. Am äußeren Ende wurde die Röhre mit einer Messingkapsel, an der eine Klemmschraube saß, verschlossen. Auf der in den Kessel ragenden Seite wurde der Verschluß ähnlich gemacht, nur daß eine Glimmerplatte G durch eine Metallschraube Q aufgeschraubt wurde. Von letzterer ging dann der Verbindungsdraht nach der Elektrode. Ein starker Messingzylinder A nahm die Röhre R_2 auf. Damit die Glasröhre auch bei hohem inneren Druck nicht herausgepreßt werden konnte, wurde sie am inneren Ende etwas erweitert und lag an einem Lederringe auf. Die Dichtung zwischen Metallzylinder und Röhre R_2 wurde in sehr vollkommener Weise durch einen Gummiring erreicht, welcher durch den Messingring B stark angepreßt wurde. Nachdem die ganze Zuleitung zusammengesetzt war, wurde sie in die Kesselwand W eingeschraubt und durch einen Bleiring D abgedichtet. Statt der Bleidichtungen bewährten sich auch solche aus geöltem Karton gut. Auf diese Weise waren beide Elektroden eingeführt, die eine im unteren Drittel der einen, die andere im oberen Drittel der andern Breitseite des Kessels.

Vorn im Kessel vor den Elektroden wurde ein Messingring mit einer runden Quarzplatte

1) A. Hagenbach, Zeitschr. f. Instrum. **28**, 369, 1908.





von 2 cm Dicke und 4 cm Durchmesser eingeschraubt. Dieser Kopf wurde zum Reinigen der Quarzplatte, die oft von den Entladungen beschlagen wurde, herausgeschraubt.

Der ganze Eisenkessel war noch in einen Blechkessel so eingepaßt und verschraubt, daß die Quarzplatte und die Elektrodenzuführungen herausgeschraubt werden konnten, ohne daß die beiden Kessel brauchten voneinander getrennt zu werden. Zwischen den beiden Kesseln zirkulierte Wasser zur Kühlung.

Beobachtungen.

Die Untersuchung bezieht sich, wie schon erwähnt auf den Bogen zwischen Kupferelektroden in Atmosphären von Luft, Kohlensäure, Leuchtgas und Wasserdampf bei Drucken zwischen einer Atmosphäre und 1 mm Quecksilber. Im allgemeinen brannte der Bogen gut in Luft und Kohlensäure, schlecht in Leuchtgas und Wasserdampf.

Als Elektroden dienten runde Kupferstäbe von 1 cm Dicke. In dem Kupfer bemerkte ich Silber und Blei als spektrale Verunreinigungen.

Den Strom lieferte die städtische Leitung mit 220 Volt Gleichstrom bei passendem Vorschaltwiderstand. Einige Beobachtungen wurden auch mit 64 Volt (Akkumulatoren) ausgeführt.

Bevor ich zu den spektroskopischen Resultaten übergehe, möchte ich das Aussehen des Bogens bei abnehmendem Druck kurz beschreiben. In Luft, wo der Bogen bei allen Drucken unter einer Atmosphäre gut brannte, ließen sich die Veränderungen am leichtesten verfolgen, indem man die Beobachtung während der Evakuation anstellte.

Die positive Elektrode war stets heißer, ob sie oben oder unten war. Bei abnehmendem Druck wurde der Temperaturunterschied immer bedeutender. Bei Atmosphärendruck wurde auch die negative Elektrode bei längerem Brennen glühend, während bei niederem Drucke (1—2 cm) die negative Elektrode bei Stromstärken unter neun Ampere nicht ins Glühen kam, trotzdem die positive schon in kurzer Zeit rot war.

Bei Atmosphärendruck waren die beiden Pole wenig voneinander verschieden, aber bei abnehmendem Druck ließen sich bald drei ganz differenzierte Teile im Bogen erkennen. Am negativen Pol zog sich ein hell leuchtendes Büschel von der gewöhnlichen Farbe des Kupferbogens zusammen. Es enthielt auch, wie wir sehen werden, fast nur das Kupferspektrum. Am positiven Pol hingegen beobachtete man bei einiger Verdünnung rötlichviolette Angriffspunkte, manchmal in großer Zahl, manchmal nur wenige. Bei niederem Druck waren sie meistens zahlreicher und traten auch an der Seite der Elektrode auf; schließlich wurde die ganze Elektrode auf eine Länge von mehreren Zentimetern mit einem leuchtenden flaumartigen Überzug eingehüllt. In den Punkten und dem Überzug fanden wir das Gasspektrum (Stickstoff). Zwischen den beiden Elektroden war eine ziemlich schwach leuchtende Hülle, welche sich mit abnehmendem Druck immer mehr verbreiterte. Bei Drucken unter 10 cm konnte man den Bogen leicht auf 5 cm Länge ausziehen, ohne daß er erlosch und dabei wurde die mittlere Hülle des Bogens auch mehrere Zentimeter breit. Der mittlere Teil war lichtschwach und die spektroskopische Untersuchung zeigte Elektroden- und Gasspektrum gemischt.

Näherten wir die Elektroden einander, so suchte das Büschel am negativen Pol den positiven zu erreichen und wenn es die Elektrode

erfaßte, so verschwand die leuchtende Gashülle am positiven Pol fast vollkommen. Dasselbe konnte man erreichen durch Steigern der Stromstärke bei gegebenem Abstande, wobei das Büschel immer mehr herauswuchs. Mit zunehmender Stromstärke und mit zunehmendem Druck nahm also das Metallbüschel zu.

Um die verschiedenen Teile des Bogens auf die Emission hin genauer zu studieren, projizierte ich mit einer Quarzlinse das etwa 10mal vergrößerte Bild der Lichtquelle auf einen Papierschirm, der unmittelbar vor dem Spalt des Spektrographen stand. Vor der Spaltöffnung war ein Stückchen des Schirmes herausgeschnitten, so daß man während der Aufnahmen stets kontrollieren konnte, ob der gewünschte Teil des Bogens zur Untersuchung gelangte. Ich habe den Bogen unter verschiedenen Drucken bei verschiedener Länge photographiert. Es wurden weit über 100 Aufnahmen gemacht. Die Expositionszeiten waren sehr verschiedene, sie variierten zwischen einer Sekunde und etwa 5 Minuten. Bei Spektren, die zum Vergleich übereinander photographiert wurden, wurden die Expositionszeiten meist so gewählt, daß beim Entwickeln die verschiedenen Spektren im Durchschnitt mit gleicher Intensität erschienen. Die dazu nötigen Zeiten ließen sich ziemlich gut schätzen. Die Resultate der Aufnahmen seien im folgenden kurz mitgeteilt.

Kupferbogen in Luft.

Die Luft, in welcher der Bogen brannte, wurde nicht gereinigt, sie enthielt also alle atmosphärischen Bestandteile, besonders auch Wasserdampf. Der Druck wurde durch eine maschinell betriebene zweistieflige Kolbenpumpe vermindert. Bis etwa 2 cm wirkte dieselbe sehr rasch, dann etwas langsamer bis 4 mm. Bei längerem Pumpen evakuierte sie sogar bis 1,5 mm. Wollte man noch weiter verdünnen, so wurde eine Gaedepumpe dazwischen geschaltet. Unter etwa 10 cm Druck wurde der Bogen sehr stabil, das Flackern hörte ganz auf. Doch ist zu bemerken, daß es nicht nur vom Druck, sondern auch sehr von der Temperatur der Elektroden abhing. Wenn die positive Elektrode heiß war, wurde der Bogen in Luft früher stabil.

Das Linienspektrum des Kupfers habe ich im Detail nicht untersucht. Ich möchte nur folgendes erwähnen. An den beiden Ansatzstellen des Bogens an den Elektroden fand man unter Atmosphärendruck sämtliche Funkenlinien des Kupfers. Es ist dies schon von Buisson und Fabry[1]) bemerkt worden. Sie behaupten, am positiven Pol wäre die Intensität größer wie am negativen, nach meinen Beobachtungen ist aber das Umgekehrte der Fall. Ich brannte den Bogen ebenfalls mit 220 Volt und Vorschaltwiderstand und einer Stromstärke zwischen 7 und 10 Ampere. Bei abnehmendem Druck verschwanden am positiven Pol die Funkenlinien bald ganz, während sie am negativen bis zu den niedrigsten Drucken blieben. Mit Eisenelektroden habe ich dasselbe gefunden, auch hier wurde das positive Spektrum viel linienärmer unter vermindertem Druck. Bei langem Bogen waren bei Kupfer und Eisen in der Mitte bei Atmosphärendruck die Funkenlinien nicht vorhanden.

Neben dem Spektrum des Kupfers traten nun im Bogen auch Bandenspektra auf. Schon unter normalen Verhältnissen fand man im Kupferbogen, wenn er also frei in Luft brannte, Cyan. Es war kaum ein Unterschied in der Intensität an den beiden Polen; einige Aufnahmen zeigten am negativen Pol etwas größere Intensität, bei anderen war wiederum keine Verschiedenheit zu bemerken. Bei langem Bogen hingegen überwog Cyan unstreitig in der Mitte des Bogens gegenüber den Polen. Ferner fand ich ziemlich stark die Wasserdampfbanden. Die Bande 3063 war auf jeder Aufnahme und zwar auch in allen Teilen des Bogens.

Überraschend war, daß im äußersten Ultraviolett der ganze Grund mit gut aufgelösten Banden bedeckt war, die sich als die dritte Deslandressche[1]) Gruppe der Stickstoffbanden herausstellte. Sie waren mit solcher Intensität vorhanden, daß es auffällt, daß sie früher nicht beobachtet sind. Es sind mir wenigstens in der Literatur keine Angaben darüber begegnet.

Bei langen Expositionszeiten erschien noch ein neuer Grund besonders zwischen 2700 und 4200, der aus zahllosen Banden zusammengesetzt war. Sie waren aber wenig differenziert und unscharf. Stark war eine Bande bei 3905 nach Violett abschattiert, die andern sollen erst gemessen werden, falls es gelingt sie scharf zu erhalten. Ob sie dem Kupfer oder einer Kupferverbindung (CuO) oder einem Gase der Atmosphäre angehören, weiß ich nicht. Jedenfalls sind es keine Stickstoffbanden, auch gehören sie nicht dem Kohlenoxyd an, wie ich durch Aufnahmen von Vakuumröhren mit Stickstoff und Kohlensäure konstatiert habe. Die Bande 3509 blieb auch bei niederem Druck. Bei Atmosphärendruck war in allen Teilen des Bogens die Emission fast dieselbe. Verminderte man aber den Druck, so blieb am negativen Pol das Kupferlinienspektrum mit allen Funkenlinien bestehen. Am positiven Pol aber trat mit dem Moment, wo der Bogen stabil wurde, die erste und zweite Deslandressche

1) Buisson u. Fabry, C. R. 146, 751, 1908 u. Annales de la Fac. des sciences de Marseille 17, 111, 1908.

1) Deslandres, C. R. 101, 1256, 1885.



Gruppe des positiven Stickstoffspektrums auf. Bei einem Drucke von etwa 10 cm waren also sämtliche sichtbaren Banden des positiven Stickstoffspektrums vorhanden. Die erste Gruppe im Rot und Gelb ist photographisch wenig wirksam und ich erhielt sie nur bei längeren Expositionen, die blaue Gruppe hingegen ließ sich sehr leicht aufnehmen. Die Gesamthelligkeit des Bogens nahm mit abnehmendem Drucke ab, jedoch war relativ, d. h. gegenüber den Kupferlinien das Stickstoffspektrum bei ca. 2 cm am intensivsten. Mit einer Expositionszeit von einer Minute liefen bei den Aufnahmen mit einem Glasprisma alle Banden ineinander. Die Intensität war verglichen mit einer Stickstoffröhre mit Längsdurchsicht etwa 5 mal größer, wenn der Bogen mit 9 Ampere brannte. Bei der maximalen Lichtstärke war auch die oben genannte Hülle um die positive Elektrode am besten ausgebildet.

Mit geringerer Intensität fand ich den Stickstoff auch in den von der Elektrode entfernteren Partien. Am negativen Pol allerdings, in dem eigentlichen Metallbüschel, konnte man nur bei langem Exponieren Spuren (Bandenköpfe) entdecken, während sie in der Mitte des Bogens noch ziemlich intensiv auftraten.

Die zweite Gruppe zeigte nun einige Abweichungen gegen das Spektrum, wie es in einer Stickstoffvakuumröhre erhalten wurde. Die Aufnahmen mit gut justiertem Apparate ließen die Tripletts an einigen Stellen der Banden aufgelöst erkennen. Die Vergleichsaufnahmen mit einer Stickstoffröhre zeigten die drei Komponenten der Tripletts mit gleicher Intensität, während im Bogen nur zwei davon stark waren, und die dritte fast vollkommen fehlte, so daß es auf den ersten Blick den Anschein hatte, an Stelle der Tripletts seien Dupletts getreten.

Die nämliche Intensitätsverschiebung ist auch schon von Konen und mir[1]) in dem Funken zwischen Kupfer- oder Aluminiumelektroden in Luft unter Atmosphärendruck ohne Kapazität und Selbstinduktion in dem hellen Punkt an der Elektrode gefunden worden. Man kann also offenbar nicht die Druckverhältnisse dafür verantwortlich machen, sondern die Art der Erregung vermutlich das Glimmlicht.

Ferner war auffallend, daß in der starken Bande 3158,3 die zweite und dritte Kante 3134,9 und 3115,7 sehr geschwächt erschienen, manchmal sogar fast ganz fehlten, während sie im Geißlerrohr fast ebenso stark waren wie die erste.

Die erste und zweite Deslandressche Gruppe erhielt ich fast ebenso stark im Bogen mit Silberelektroden, etwas weniger gut bei Messing und bedeutend schwächer bei Eisen[1]).

Die erste und zweite Bandengruppe des Stickstoffs erschien also nur am positiven Pol — ob der positive Pol oben oder unten war, machte keinen Unterschied —, mit großer Intensität aber nur bei vermindertem Druck von etwa 10 bis 0,2 cm Quecksilber.

Die dritte Deslandressche Gruppe verhielt sich ganz anders. Wie schon erwähnt, enthielt sie der Kupferbogen bei Atmosphärendruck, sie trat aber auch bei jedem Druck bis etwa 2 mm auf, aber im ganzen Bogen mit ungefähr gleicher Stärke. Mir schien, daß die absolute Intensität der Banden bei allen Drucken ungefähr die gleiche war, während die der Kupferlinien stark abnahm mit der Druckverminderung. Deslandres[2]) schreibt diese Gruppe einer Verbindung von Stickstoff und Sauerstoff zu. Meine Versuche bestärken jedenfalls die Auffassung, daß diese Gruppe nicht gleicher Natur ist wie die erste und zweite. Vielleicht geben Experimente in reinem Stickstoff darüber weitere Auskunft. Die dritte Gruppe fehlt z. B. auch im Funken ohne Kapazität und Selbstinduktion, wie wir[3]) es früher gezeigt haben. Ich suchte auch die negativen Stickstoffbanden und fand sie auf einigen Aufnahmen, aber ebenfalls am positiven Pol meistens sehr schwach und den positiven Banden überlagert.

King[4]) bemerkt, daß er bei Kohleelektroden im Bogen manchmal die negativen Banden beobachtet habe und ferner bei Kupferelektroden mit 440 Volt und 0,5 Ampere Stickstoff gesehen habe, doch gibt er nicht an, ob es die negativen oder positiven Banden waren, auch nicht welche Gruppe.

Die Cyanbanden erscheinen unter jedem Druck. Am leichtesten war natürlich 3884 nachweisbar, aber auch 3596, 4216 und 4601 waren gelegentlich sichtbar. Ob der Kohlenstoff im Metall gelöst ist, oder ob er von den Verunreinigungen der Luft herrührt, habe ich nicht entschieden. Unter vermindertem Druck war Cyan am negativen Pol und in der Mitte stärker wie am positiven, doch waren die Unterschiede nicht bedeutend. Die Banden zeigten nichts Besonderes, nur das in Vakuumröhren auftretende Intensitätsminimum zwischen den Kanten 3884 und 3872 war auch hier um so besser ausgeprägt, je niedriger der Druck war. Im Eisenbogen war Cyan schon längst bekannt unter Atmosphärendruck.

1) A. Hagenbach u. H. Konen, diese Zeitschr. **4**, 227, 1903.

1) A. Hagenbach, Archives de Genève **26** (4), 19, 1908.
2) Deslandres, l. c.
3) A. Hagenbach u. H. Konen, l. c.
4) A. S. King, Astrophys. journ. **20**, 21, 1904. Diese Arbeit enthält eine eingehende Untersuchung über das Kupferspektrum.



Bei allen Verdünnungen waren auf den Aufnahmen auch die Wasserbanden. Am meisten wirkte immer 3063 nach Eder mit α bezeichnet, dann 2811 β und 2608 γ; die Bande δ habe ich nicht entdecken können. Mit abnehmendem Drucke stieg die Intensität der Banden relativ sehr stark, so daß 3063 das lichtstärkste des ganzen Spektrums wurde. Man erkannte das daran, daß beim Entwickeln der Platten diese Bande sogar vor den stärksten Linien des Kupfers erschien. Ein Unterschied in der Stärke in den verschiedenen Teilen des Bogens wurde nicht beobachtet.

Hier muß ich noch eine bis jetzt unbekannte Bande erwähnen mit einer Kante bei 3021. Sie verläuft nach Rot und besteht aus scharfen Linien. Es ließen sich 13 verfolgen bis zur Kante 3063 H_2O. Diese Bande hat nichts mit Kupfer zu tun, denn ich erhielt sie auch in Geißlerröhren, in denen die Wasserbande 3063 stark war. Diese Bande fand sich auf vielen Aufnahmen und immer nur, wo die Wasserbanden intensiv waren, doch nicht immer mit gleicher Stärke. Ich glaube sie deshalb dem Wasserdampf zuschreiben zu müssen. Die Kante war übrigens nicht die stärkste Linie, sondern die Intensität nahm zu mit der Entfernung von der Kante, aber wegen der starken Bande 3063 ließ die Bande sich nicht weiter verfolgen.

Brennt man den Bogen mit großer Stromstärke, so flackert er nach oben („Bogenflamme"). In der Spitze dieser Bogenflamme habe ich bei dem in freier Atmosphäre brennenden Kupferbogen zwei aus einer Serie bestehenden Banden bei ca. 3375 und 3521 gefunden. Sie verliefen nach Rot; die mit kleinerem λ ließ sich verfolgen bis zur Kante der anderen. Die Banden haben ein sehr ähnliches Aussehen, wie die von Hartley und Ramage[1]) entdeckten Kupferbanden in der Knallgasflamme, doch habe ich die Hartleyschen nie erhalten. Diese Banden werden später vermessen werden. Über die Bogenflamme, die noch anderes Interessantes zeigt, sind Untersuchungen im Gange.

	posit. Pol	neg. Pol	Mitte des Bogens
Atmosphärendruck	*Cu* Bogenlinien	Bogenlinien	Bogenlinien
	Cu Funkenlinien	Funkenlinien	—
	N III. Gruppe	III. Gruppe	(III. Gruppe)
	(Cyan)	(Cyan)	Cyan
	(H_2O)	(H_2O)	H_2O
Verminderter Druck (unter 10 cm)	*Cu* Bogenlinien	Bogenlinien	Bogenlinien
	—	Funkenlinien	—
	positive *N* Banden		
	alle 3 Gruppen	—	(Alle 3 Gruppen)
	negat. *N* Banden	—	—
	Cyan	Cyan	Cyan
	H_2O	H_2O	H_2O

Durch vorstehendes Schema sollen die Verhältnisse übersichtlich gemacht werden. Die eingeklammerten Daten bedeuten geringere Intensität.

Kupferbogen in Kohlensäure.

Der Kupferbogen brannte in Kohlensäure fast ebenso gut wie in Luft. Den Einfluß der Kohlenatmosphäre auf das Kupferspektrum hat schon A. S. King[1]) untersucht, doch hat er den Druck der Kohlensäure nicht variiert und auch die Spektra der Atmosphäre im Bogen nicht berücksichtigt.

Die Kohlensäure, die ich benutzte, wurde direkt einer Bombe entnommen, ohne gereinigt oder getrocknet zu werden. Das allgemeine Aussehen des Bogens mit der Druckabnahme war dem in Luft fast gleich. Die positive Elektrode erhitzte sich auch stark und wurde nach kurzer Zeit rotglühend; im heißen Zustand brannte der Bogen viel ruhiger. Entzündete man den Bogen bei vermindertem Druck, so flackerte er so lange hin und her, bis die positive Elektrode heiß war. Auch hier zog sich am negativen Pol ein Büschel zusammen, während am positiven das Glimmlicht sich mit abnehmendem Druck ausbreitete. Unterhalb eines Zentimeters war der Bogen instabil und erlosch leicht, er suchte sich zu verlängern, indem die Ansatzstelle an der positiven Elektrode zurückkletterte, oft um mehrere Zentimeter und leicht nach der Metallwand des Gefäßes überschlug. In diesem Moment wurde die Entladung eine andere, was man auch am Ampere- und Voltmeter beobachtete, es trat offenbar eine reine Gasentladung ein. Ich habe diese Entladung nicht näher untersucht, es ist wohl eine reine Glimmentladung, während vorher Bogen und Glimmentladung gemischt sind.

Bei den äußersten Verdünnungen tritt bekanntlich wieder das Metallspektrum im instabilen Bogen auf, wie es vor allem Perot und Fabry[2]) verwendet haben.

Zwischen 1 und 2 cm Druck gelang es bei heißer Anode den Bogen auf mehrere Zentimeter Elektrodenabstand zu brennen, und dann traten in der Mitte des Bogens manchmal 1 oder 2 horizontale Schichten auf. Bei Verwendung von Kohleelektroden war die Schichtenbildung viel deutlicher. Im Spektrum der Schichten war besonders Wasserstoff stark vertreten.

Die Gesamthelligkeit ging wie in Luft mit abnehmendem Druck stark zurück. Die Linien

1) Hartley u. H. Ramage, Transact. of roy. Dublin soc. **7** (2), 339, 1901.

1) A. S. King, Astrophys. Journ. **18**, 129, 1903.
2) Perot u. Fabry, C. R. **130**, 492, 1900.



des Kupfers am positiven Pol wurden weniger zahlreich aber schärfer, am negativen erhielt man bei genügender Exposition schließlich alle Linien bei jedem Druck. Die spektroskopischen Aufnahmen bezogen sich auch hier wieder auf die beiden Pole und die Mitte des Bogens.

Sie ließen folgendes erkennen:

Das Kupferspektrum verhielt sich gleich wie in Luft. Unter Atmosphärendruck erhielt ich die Bogen und Funkenlinien an den Polen. Im Ultraviolett habe ich meine Aufnahmen mit den von Eder und Valenta[1]) publizierten verglichen und gefunden, daß auch in Kohlensäure bei vermindertem Druck am positiven Pol alle Funkenlinien verschwinden, während sie am negativen bleiben. Die Intensität der Linien wurde im allgemeinen bei abnehmendem Druck geringer, aber die Schärfe nahm zu.

Unter vermindertem Druck traten an beiden Polen Spektra der Atmosphäre auf, aber verschiedene, und ich will die Emission an beiden Polen kurz beschreiben.

Am positiven Pol fand ich vor allem die Banden von Kohlenoxyd. Deslandres[1]) teilte dieselben in vier Gruppen. Im äußersten Ultraviolett liegt die vierte Gruppe. Ich fand davon die Banden 2286,2, 2311,4, 2337,7, 2364,8, 2381,5, 2394,0, 2407,4, 2435,0.

Diese Banden habe ich verglichen mit einer Aufnahme im Geißlerrohr, das mit derselben Kohlensäure gefüllt war. Sie sahen aber anders aus. Im Geißlerrohr war hinter der Kante ein Intensitätsminimum, und die Banden klangen rasch ab, im Bogen aber war der Intensitätsabfall gering und die Banden liefen alle ineinander.

Dieselben Banden, ebenso aussehend wie im Bogen, habe ich auch in einer Geißlerröhre gefüllt mit Leuchtgas bei relativ hohem Druck erhalten. Im Bogen erschien diese Bandengruppe nur bei vermindertem Druck, am besten war sie ausgebildet bei etwa 5 mm.

Die dritte Deslandressche Gruppe war ebenfalls vorhanden, bestimmt habe ich die Köpfe 2597,1, 2665,1, 2992,7, 2832,0, 2976,3 und 3134,6, 3305,3. Diese Gruppe änderte ihr Aussehen stark unter der Druckvariation. Bei höheren Drucken waren die Gruppen bei den Kanten schlecht ausgeprägt. Der Intentitätsabfall war im Bogen viel geringer wie im Geißlerrohr. Außerdem fanden sich die erste und zweite Deslandressche Gruppe, die schon von Ångström und Thalén[2]) angegeben, z. T. von Watts[3]), P. Smyth[4]), Herschell[5]) und andern vermessen wurden. Durch Vergleich mit einer CO_2-Röhre konstatierte ich die Köpfe 4130,0, 4209,0, 4394,0, 4509,0, 4836,5, 5197,0, 5607,5, 6078,0, 6622,0.

Im Gegensatz zu der vorhin genannten erschienen diese verwaschen und unscharf schon bei Atmosphärendruck. Cyan war an beiden Polen bei allen Drucken sichtbar.

Auch Wasserstoff war durch 3 Linien stark vertreten. Leving und Dewar[1]) hatten Wasserstoff zum erstenmal im Kohlebogen mit Sicherheit nachgewiesen, aber schon Secchi[2]) hatte behauptet, ihn gesehen zu haben.

Neulich hat Deslandres und d'Azambuja[3]) und Deslandres[4]) noch sogenannte „Kathodenspektren" in Geißlerröhren bei Gegenwart von Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff am negativen Pol gefunden. Im Bogen habe ich bis jetzt keine von diesen Gruppen finden können, während eine Kohlensäureröhre mit geringem Druck einige der Banden zeigte.

Der negative Pol zeigte von der dritten und vierten Gruppe der Kohlensäure nur bei niederen Drucken Spuren, während die Mitte des langen Bogens dieselben ebenso stark aufwies wie der positive Pol. Bei Atmosphärendruck waren gar keine Banden sichtbar im Ultraviolett, aber im sichtbaren Teil erschien das Swanspektrum mit den Banden η (nach Eder[5])) 3873—3890, ζ 4315, ε 4325—4371, δ 4736, γ 5164, β 5634 und α 6188, also mit allen von Eder im Bunsenbrenner und Kohlenwasserstoff-Sauerstoffgebläse gefundenen Banden. Im Kohlebogen sind bekanntlich β, γ, δ und ε vorhanden.

Alle genannten Banden fanden Swan, Ångström und Thalén, Hasselberg und andere im Geißlerrohr.

Durch Aufnahmen des Geißlerröhrenspektrums habe ich mich überzeugt, daß auch hier der Intensitätsabfall in den Banden im Bogen viel geringer war, so daß die Banden alle ineinander laufen und dadurch das Bild ein ganz anderes wurde wie die Reproduktion von Eder[5]). Unter vermindertem Druck wurde das Swanspektrum relativ intensiver und schärfer. Am positiven Pol fehlte es vollkommen.

Ferner zeigten die Platten noch 2 nach Rot verlaufende Banden mit je 2 Doppelkanten. Je die erste der Doppelkanten hatte die Wellenlänge 4452,5, 4457,4 und 6158, 6160. Die letztere haben Konen und ich[6]) schon früher erhalten, sie ist im Atlas reproduziert. Bei

1) Deslandres, Ann. chim. phys. **15** (6), 5, 1888.
2) Ångström u. Thalén, Nova Acta Upsala **9**, 1875.
3) Watts, Phil. mag. **38** (4), 219, 1869.
4) P. Smyth, Phil. Trans. Edinb. **30**, 94.
5) A. S. Herschell, Phil. Trans. Edinb. **30**, 152.

1) Leving u. Dewar, Proc. roy. soc. London **30**, 152, 1880.
2) Secchi, C. R. **77**, 1873.
3) Deslandres u. d'Azambuja, C. R. **140**, 917, 1905.
4) Deslandres, C. R. **137**, 456, 1903.
5) Eder u. Valenta, Beiträge zur Photochemie und Spektroanalyse S. 22.
6) A. Hagenbach u. H. Konen, Atlas der Emissionsspektren, Verl. Fischer, Jena, Spektrum Nr. 231.

Atmosphärendruck waren sie unscharf, bei niederem Druck in Linien aufgelöst. Wahrscheinlich gehören sie dem Kupferoxyd an.

Die Wasserdampfbanden waren stets überall im Bogen nachweisbar, Stickstoff als Verunreinigung nur am positiven Pol.

Der Hauptunterschied der Emission an den beiden Polen bei vermindertem Druck ist also am positiven Pol das Kohlensäurespektrum und am negativen das Swanspektrum.

Kupferbogen in Leuchtgas.

In Leuchtgas brannte der Bogen schlecht; bei vermindertem wie bei Atmosphärendruck flackerte er stark hin und her und es war kaum möglich, die verschiedenen Teile des Bogens getrennt zu untersuchen, weil er immer erlosch. An der positiven Elektrode schied sich besonders bei Atmosphärendruck in großen Mengen Kohle ab, so daß sich an der Elektrode eine Kohlekruste bildete, was auf eine Zersetzung des Gases durch den Bogen hinwies. Hier zeigte sich gerade umgekehrt wie bei Luft und Kohlensäure, daß der Bogen nur bei kalter Elektrode stabil blieb; sowie die Pole heiß waren, war der Bogen gar nicht mehr zu unterhalten. Er brannte immer nur wenige Sekunden und dann mußte man die Elektroden sich abkühlen lassen.

Es ist möglich, daß bei höheren Netzspannungen der Bogen stabiler wird, und daß es dann möglich wird, Unterschiede an den Elektroden festzustellen. Bei jedem Druck fand ich stark ausgeprägt das Swanspektrum im sichtbaren Teil, wie es im Bunsenbrenner vorkommt. Außerdem war ein aus diffusen mir unbekannten Banden bestehender Grund zwischen 2350 und 2800 vorhanden. Bei Verminderung des Druckes auf ca. $^1/_3$ Atmosphäre trat eine intensive Bande im Ultraviolett auf. Sie erstreckte sich von 2290 bis 2350 und hat eine (vielleicht 4) schwache Kante bei etwa 2350. Auf den meisten Aufnahmen war die Kante nicht zu sehen. Die Bande besteht aus 2 Serien, die durcheinander laufen und in dem genannten Intervall fallen die Linien zweimal ineinander und einmal zwischeneinander, so daß die Gesamtansicht der Bande zwei scheinbare Intensitätsmaxima und ein Minimum aufweist.

Diese bis jetzt unbekannte Bande erschien bis etwa 1 cm, darunter verschwand sie. Sie war bei etwa 20 cm am stärksten.

Bei einem Druck unter 10 cm trat die vierte Deslandressche Gruppe des Kohlenoxydspektrums auf, das nach Deslandres[1]) dem Kohlenstoff zuzuschreiben ist. Sie sah ebenso aus wie auf den Aufnahmen in der Kohlensäureatmosphäre; die Intensitätsminima fehlten und die Banden liefen alle ineinander, die Intensitätsabnahme längs der Serien war gering.

Ziemlich stark waren im Leuchtgas Cyan, aber relativ schwach Wasser.

Im Kupferspektrum war nichts Auffallendes.

Kupferbogen in Wasserdampf.

Um den Kessel mit Wasserdampf von vermindertem Druck zu füllen, füllte ich ein kleines Quantum Wasser ein und evakuierte mit der Pumpe. Durch intensives Verdampfen wurde die Luft aus dem Kessel vertrieben. Der Bogen brannte in Wasserdampf unter vermindertem Druck (1 bis 2 cm) sozusagen gar nicht. Ich mußte ihn immer wieder durch Berühren der Pole entzünden und konnte die Teile des Bogens nicht getrennt photographieren. Die Aufnahmen zeigten nur die Kupferlinien. Die Wasserbanden waren nicht darin enthalten. Bei höheren Drucken habe ich keine Aufnahmen gemacht. Es wird zuerst notwendig sein, die Bedingungen für die Stabilität des Bogens festzustellen.

Schluß und Zusammenfassung.

Aus den spektroskopischen Untersuchungen des Kupferbogens in Atmosphären von Luft, Kohlensäure, Leuchtgas und Wasserdampf bei variierendem Druck von einer Atmosphäre abwärts geht hervor, daß die Entladungsform vom Drucke stark abhängt, daß mit abnehmendem Druck die Glimmentladung immer mehr überhand nimmt.

Wir bemerken in den Spektren auch die Bestandteile der umgebenden Atmosphäre. Es findet sozusagen ein Gleichgewicht statt zwischen der Leitung der Elektrodensubstanz und der der Atmosphäre, und dieses Gleichgewicht hängt ab von der Elektrodensubstanz und der Art der Atmosphäre und deren Druck und Temperatur. Selbst bei Atmosphärendruck finden wir ja in Luft Cyan, Wasserdampf und die dritte Bandengruppe des Stickstoffs.

Ferner stellt sich heraus, daß an den beiden Polen die Spektren verschieden sind. Am negativen Pol erscheint vor allem das Spektrum des Kupfers mit allen Bogen- und Funkenlinien, während das Spektrum der Atmosphäre am positiven (heißen) Pol eher auftritt.

Aber auch am negativen Pol finden wir unter vermindertem Druck atmosphärische Bestandteile, jedoch teilweise andere wie am positiven; so zeigt der Bogen in Kohlensäure am positiven Pol das Kohlenoxyd, am negativen das Swanspektrum und zwar bei passender Wahl des Druckes vollkommen getrennt.

Andere Bestandteile wiederum wie Cyan und Wasserstoff finden sich im ganzen Bogen. In allen hier untersuchten Fällen waren die

1) Deslandres, Ann. chim. phys. 15 (6), 5, 1888.



Atmosphären aus mehreren Gasen zusammengesetzt; im leuchtenden Bogen findet also eine gewisse Trennung der Bestandteile statt, wobei natürlich auch chemische Reaktionen bei der hohen Temperatur vor sich gehen.

Bei lang ausgezogenem Bogen ist die Mitte meistens dem positiven Pol sehr viel ähnlicher wie dem negativen. Man wird vor allem zwei Ursachen für die Verschiedenheit der Spektra an den beiden Polen verantwortlich machen müssen, einmal die elektrischen Verhältnisse und dann auch die dadurch bedingten thermischen.

Die Methode des Bogens unter vermindertem Druck scheint mir verschiedene Vorteile beim Studium der Gasspektra zu bieten. Man kann den Bogen mit sehr viel größerer Stromstärke betreiben wie die Geißlerröhren und erhält dadurch größere Lichtintensitäten. Man kann Gasspektra bei niederen Spannungsdifferenzen der Elektroden im Gleichstrom erhalten. Schon diese Untersuchung hat gezeigt, daß neue bis jetzt unbekannte Banden zum Vorschein kommen, und die Vermutung liegt nahe, daß noch weitere gefunden werden mit Änderung der Atmosphäre.

Basel, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 14. August 1909.)

Über den Verlauf der Dispersion im elektrischen Spektrum des Äthylalkohols.

Von A. R. Colley[1]).

Die bei der Untersuchung der Dispersion im elektrischen Spektrum des Wassers erhaltenen Resultate beweisen, daß sich im Gebiete der langen elektrischen Wellen ein kompliziert gebautes Spektrum beobachten läßt, welches seiner Natur nach mit dem Lichtspektrum identisch erscheint.

Es ist zu erwarten, daß solche Eigenschaften des elektrischen Spektrums, welche bis jetzt allein an dem Beispiele des Wassers studiert worden sind, eine viel allgemeinere Bedeutung haben und deswegen bei einer analogen Untersuchung auch für eine Reihe anderer Flüssigkeiten sich feststellen lassen würden. Durch die Wahl von Flüssigkeiten mit möglichst verschiedenen „optischen" (im erweiterten Sinne) Eigenschaften (Flüssigkeiten mit verschiedenen Dielektrizitätskonstanten, solche, die eine starke und solche, die keine Absorption besitzen) konnte zudem die Brauchbarkeit der benutzten Methode in verschiedenen Fällen ihrer Anwendung geprüft und studiert werden. Es wurden deswegen zur Untersuchung folgende Flüssigkeiten gewählt:

1. Äthylalkohol (D.K. 26 besitzt starke anomale Absorption).

2. Benzol (D.K. $2{,}29_{t=18{,}0}$ besitzt keine merkliche Absorption).

3. Toluol (D.K. $2{,}39_{t=17{,}0}$ besitzt keine merkliche Absorption).

4. Azeton (D.K. 21 besitzt keine merkliche Absorption).

In der vorliegenden Abhandlung sind die Resultate der Untersuchung im elektrischen Spektrum des Äthylalkohols enthalten. Wegen der häufigen Zitate aus den beiden früheren Abhandlungen[2]) sollen dieselben hier kurz mit Abhandlung I, Abhandlung II entsprechend bezeichnet werden.

Zur Theorie der Messungen in absorbierenden Flüssigkeiten.

Wegen der starken Absorption des Äthylalkohols ließ sich bei den zuerst gewählten Dimensionen der Versuchsanordnung erst die Lage des ersten Knotens zuverlässig bestimmen; nachdem die Länge der Brücke zwischen dem P. S. und S. S. bis auf 2 cm vergrößert wurde (Anordnung II), konnte auch die Lage des zweiten und dritten Knotens bestimmt werden.

Zwecks einer möglichst exakten Messung des Brechungsindex erschien es deswegen erwünscht, denselben nicht aus der relativen Lage der Knoten, sondern aus der Lage des ersten und zweiten Knotens relativ zur Grenze der Flüssigkeit zu bestimmen. Gewichtige Gründe sprechen aber gegen eine derartige Meßmethode in einer absorbierenden Flüssigkeit.

1. Bei Bestimmungen des Brechungsindex aus der Lage der Knoten relativ zur Grenze der Flüssigkeit ist es erforderlich, die Größe der Brückenverkürzung zu kennen. Diese Größe kann aber nicht aus Messungen in einer nicht absorbierenden Flüssigkeit ohne weiteres bestimmt werden. In einer Flüssigkeit mit einem ungefähr gleichen Brechungsindex, die aber Absorption bezitzt, ist die Brückenverkürzung eine andere, dabei ändert sich ihre Größe mit ändernder Absorption. Bei den Messungen des Brechungsindex aus der relativen Lage der Knoten fällt aber die Brückenverkürzung aus.

2. Der Abstand des ersten Knotens von der Flüssigkeitsgrenze + Brückenverkürzung ist nicht der Länge der Halbwelle gleich und

1) Unter Mitwirkung des Verfassers aus dem Russischen übersetzt aus dem Journ. der Russ. physik. Ges. **40**, 120, 1908 von Dr. Regener (Berlin).

2) Diese Zeitschr. **10**, 329, 1909; **10**, 471, 1909. Es ist folgender Druckfehler der Abh. II zu korrigieren: S. 478 Spalte 2 oben soll heißen

$$\frac{\frac{\lambda_1}{2}+a}{\left(\frac{\lambda_1}{2}+\eta_2\right)+a} \qquad 2\left(\frac{\lambda_1}{2}+\eta_2\right)+a.$$

kann sich von derselben bedeutend (um mehrere Prozente) unterscheiden. Zu einer genaueren Berechnung des Brechungsindex ist die (angenäherte) Kenntnis des Brechungsindex und des Absorptionskoeffizienten erforderlich[1]).

Aus diesen Bemerkungen scheint hervorzugehen, als hätte die Methode der Bestimmung des Brechungsindex aus der relativen Lage der Knoten alle Vorzüge. Nichtsdestoweniger zeigten es die Messungen, daß die Anwendung dieser Methode bei Messungen in Äthylalkohol zu vollkommen falschen Resultaten führt und deswegen aufzugeben ist. Die Ursache davon liegt darin, daß Äthylalkohol eine anomal absorbierende Flüssigkeit ist. In diesem Falle ist aber die Größe des Brechungsindex, wie es bei Gelegenheit der Untersuchung im elektrischen Spektrum des Wassers gezeigt worden ist, von der zeitlichen Dämpfung der Schwingungen in hohem Maße abhängig.

Da bei den nacheinander folgenden Knotenlagen der Brücke die zeitliche Dämpfung im allgemeinen verschieden ist, so ist aus diesem Grunde, wie an anderer Stelle ausführlich erläutert wurde (Abhandlung II, S. 477), die Bestimmung des Brechungsindex aus der relativen Lage der Knoten im Prinzip unrichtig, im Falle und unter den Bedingungen der Messungen in Äthylalkohol erscheint diese Methode auch praktisch unbrauchbar. Daß das wirklich so ist, wird aus den weiter mitgeteilten Messungen mit voller Klarheit folgen, an dieser Stelle bleiben wir bei dieser Bemerkung nur deswegen stehen, um darauf hinzuweisen, daß man darauf angewiesen ist, den Brechungsindex aus der Lage des ersten und zweiten Knotens relativ zur Grenze der Flüssigkeit zu bestimmen. Es sollen also die Fehler, welche durch die in Punkt 1 und 2 angeführten Gründe bedingt sind, berechnet und nach Möglichkeit korrigiert werden. Diese Berechnung soll auf Grund der Theorie von Drude[2]) ausgeführt werden.

Es sei die Flüssigkeit für eine gegebene Schwingungsperiode durch den Brechungsindex „n" (angenäherte Größe) und den Absorptionskoeffizienten „k" charakterisiert. Damit die Entfernung zwischen den Knoten in der Flüssigkeit der halben Wellenlänge gleich sei, muß die Grenze der Flüssigkeit aus der Lage im wahren Knoten in Richtung des erregenden Systems auf die Größe $\Delta \times \frac{\Lambda}{2}$ verschoben werden, wo $\frac{\Lambda}{2}$ die halbe Wellenlänge in Luft ist und Δ aus folgendem Ausdruck bestimmt ist:

$$\operatorname{tg} 2\pi\Delta = \frac{2nk}{n^2 + n^2k^2 - 1} \tag{1}$$

Bei solcher Lage der Flüssigkeitsgrenze ist die Lage B_1 des ersten Knotens in der Flüssigkeit durch den Ausdruck gegeben

$$B_1 = \frac{\lambda}{2}[1 + \Delta' - \varphi'] + a, \tag{2}$$

wo $\frac{\lambda}{2}$ die halbe Wellenlänge in Flüssigkeit ist, und „a" eine Konstante, deren Größe von der relativen Lage der Flüssigkeitsgrenze und des Nullpunktes des Maßstabes abhängig ist.

a) Das Produkt $\frac{\lambda}{2} \times \varphi'$ ist die Brückenverkürzung, welche weiter durch δ bezeichnet werden soll. Für die Größe φ' folgt aus der Theorie von Drude folgender Ausdruck:

$$\operatorname{tg} 2\pi\varphi' = \frac{2\pi\zeta'\frac{l}{\lambda}}{1 + 2\pi\zeta'\frac{l}{\lambda}(\varkappa - \gamma')},$$

wo $\gamma' = \frac{\gamma}{2\pi}$ und γ das logarithmische Dekrement der Schwingungen ist. Für die Schwingungen seines Systems findet Drude experimentell $\gamma' = 0{,}024$. Die Schwingungen des hier gebrauchten Systems haben überhaupt eine geringere Dämpfung; es soll daher für γ' 0,02 gesetzt werden (für unsere Zwecke genügt eine nur angenäherte Kenntnis der Größe γ'), k wird aus dem Ausdruck $e^{-2\pi k\frac{z}{\lambda}}$ bestimmt. Für kurze Brücken, und um so mehr für Brücken, die die Form einer Platte haben, ist $2\pi\zeta'\frac{l}{\lambda}$ eine kleine Größe. In erster Annäherung kann daher für eine nicht absorbierende Flüssigkeit ($k = 0$), indem wir $2\pi\varphi'$ statt $\operatorname{tg} 2\pi\varphi'$ setzen und das Glied $2\pi\zeta'\frac{l}{\lambda}\gamma'$ gegen 1 vernachlässigen, geschrieben werden

$$2\pi\varphi' = 2\pi\zeta'\frac{l}{\lambda}$$

und die Brückenverkürzung

$$\delta = \frac{\lambda}{2} \times \varphi = \frac{\zeta' l}{2}.$$

Die Größe δ ist aus Messungen in der nicht absorbierenden Flüssigkeit Azeton gefunden

1) Zwar ist auch bei Bestimmungen des Brechungsindex aus der relativen Lage der Knoten die Entfernung zwischen den Knoten, gemäß der Theorie von Drude, nur in dem Falle der halben Wellenlänge gleich, falls die Phasenverschiebung bei Reflexion an einer absorbierenden Flüssigkeit bei Einstellung der Flüssigkeitsgrenze berücksichtigt worden ist, wozu seinerseits die Kenntnis des Brechungsindex und des Absorptionskoeffizienten erforderlich ist. Wie aber weiter gezeigt wird, begeht man im Falle, wo die Flüssigkeitsgrenze in den wahren Knoten gelegt wird, der Einfluß der Absorption also vernachlässigt wird, einen verhältnismäßig geringen Fehler.

2) P. Drude, Abh. d. Sächs. Ges. d. Wiss. **23**, 62, 1896.

worden, die durch einen Brechungsindex, der demjenigen des Äthylalkohols nahe steht, charakterisiert ist. Für die Entfernung von 10 mm zwischen den Drähten ist δ ungefähr gleich; 2 mm — eine Größe, die sich mit der Veränderung der Wellenlänge nur sehr wenig ändert. Wird für λ die Größe 180 mm gesetzt (vgl. die Beobachtungsprotokolle unten), so ist $2\pi\zeta'\frac{l}{\lambda} = 0{,}14$, die Größe φ' in einer absorbierenden Flüssigkeit wird daher aus dem Ausdruck

$$\operatorname{tg} 2\pi\varphi' = \frac{0{,}14}{1 + 0{,}14(k - 0{,}02)}$$

gefunden.

k ist nach den Messungen von Drude[1]) für $\frac{\Lambda}{2} = 375$ mm 0,21 (Konzentration 99,5 Proz.), nach den Messungen von O. v. Baeyer[2]) für $\frac{\Lambda}{2} = 350$ mm 0,22 ($t = 17{,}0$, Konzentration 99,5). Angenommen, $k = 0{,}2$ berechnet sich $\varphi' = 0{,}0215$ und $\delta_1 = 1{,}94$ mm. Die Absorption mit dem Koeffizienten 0,2 hat also die Brückenverkürzung um 0,06 mm verändert.

Die Messungen in Alkohol zeigen, daß eine bedeutende Absorption im ganzen untersuchten Spektrumintervall vorhanden ist, obgleich für bestimmte Schwingungsperioden sich, wie es scheint, ein Absorptionsmaximum beobachten läßt. Nehmen wir an, daß die Absorption sich so weit verändert hat, daß k bis zur Größe 0,3 zugenommen hat, was wahrscheinlich einer bedeutenderen als der tatsächlich vorkommenden Absorptionsänderung entspricht.

In diesem Falle ist die Brückenverkürzung $\delta_2 = 1{,}92$ mm, d. h. bei der Veränderung der Absorption um 50 Proz. verändert sich die Brückenverkürzung um 0,02 mm. Es kann daher bei kleiner Entfernung zwischen den Drähten und bei Plattenbrücken, d. h. unter den Bedingungen dieser Untersuchung nicht nur die Veränderung der Brückenverkürzung infolge der Absorptionsveränderung vernachlässigt werden, sondern dieselbe der Brückenverkürzung, die aus den Messungen in einer nicht absorbierenden Flüssigkeit gefunden worden ist, gleich gesetzt werden.

b) Es soll der Ausdruck (2) in der Form geschrieben werden

$$\frac{B_1 + \delta - a}{1 + \Delta'} = \frac{\lambda}{2},$$

für Δ' erhält man nach Drude

$$\operatorname{tg} 2\pi\Delta' = k\frac{n^2(1 + k^2) + 1}{n^2(1 + k^2) - 1}.$$

Zur Berechnung von Δ' ist eine genauere Kenntnis von „k" und eine nur sehr annähernde von „n" erforderlich, bei großen „n" kann überhaupt $\operatorname{tg} 2\pi\Delta' = k$ gesetzt werden, für $k = 0{,}2$ und $n = 4\,00$ ist $\Delta' = 0{,}035$ und

$$\frac{\lambda}{2} = \frac{B_1 + (\delta - a)}{1 + 0{,}035}.$$

Dieser Ausdruck ist für die Berechnung von $\frac{\lambda}{2}$ zu gebrauchen, falls bei der Einstellung der Flüssigkeitsgrenze die Phasenverschiebung bei Reflexion an einer absorbierenden Flüssigkeit berücksichtigt worden ist. In Wirklichkeit wurden die Messungen bei der Lage der Flüssigkeitsgrenze im wahren Knoten ausgeführt. Die Größe, um die $\frac{\lambda}{2}$ bei einer derartigen falschen Lage der Flüssigkeitsgrenze vom richtigen Werte von $\frac{\lambda}{2}$ sich unterscheidet, kann leicht auf folgende Weise gefunden werden. Bei der Lage der Flüssigkeitsgrenze im wahren Knoten begeht man in der Einstellung der Flüssigkeitsgrenze einen Fehler, der $\Delta \times \frac{\Lambda}{2}$ gleich ist, wo Δ aus dem Ausdruck

$$\operatorname{tg} 2\pi\Delta = \frac{2nk}{n^2 + n^2k^2 - 1}$$

gefunden wird.

Für $n = 4{,}0$ und $k = 0{,}2$ ist $\Delta = 0{,}016$ und für $\frac{\Lambda}{2} = 400$ mm ist $\Delta \times \frac{\Lambda}{2} = 6{,}4$ mm. Um zu bestimmen, welcher Fehler bei einer solchen Abweichung der Lage der Flüssigkeitsgrenze von der richtigen bei Bestimmung von $\frac{\lambda}{2}$ begangen wird, wurde eine experimentelle Bestimmung der Änderung von $\frac{\lambda}{2}$ in Abhängigkeit von der Änderung der Lage der Flüssigkeitsgrenze vorgenommen, und es ist gefunden worden, daß die Änderung von $\frac{\lambda}{2}$ bei der Verschiebung der Flüssigkeitsgrenze um 1 mm für $\frac{\Lambda}{2} = 462{,}7$ mm 0,058 mm, für $\frac{\Lambda}{2} = 321{,}4$ 0,062 mm ist; im Mittel also 0,06 gesetzt werden darf. Man muß daher bei der Lage der Flüssigkeitsgrenze im wahren Knoten zu der aus Formel (3) berechneten Größe für $\frac{\lambda}{2}$ $6{,}4 \times 0{,}06 = 0{,}4$ mm hinzufügen[1]). Der Ausdruck,

1) P. Drude, Abh. d. Sächs. Ges. d. Wiss. **23**, 166, 1896.

2) O. v. Baeyer, Ann. d. Phys. **17**, 30, 1905.

1) Dieser Wert, welcher für $\frac{\Lambda}{2} = 400$ mm, $k = 0{,}2$ und

nach welchem die unten angeführten Resultate berechnet worden sind, ist daher für den ersten Knoten

$$\frac{\lambda'}{2} = \frac{B_1 + (\delta - a)}{1 + 0{,}035} + 0{,}4, \qquad (4)$$

für den zweiten

$$\frac{\lambda''}{2} = \frac{B_2 + (\delta - a)}{2 + 0{,}035} + 0{,}2. \qquad (4_1)$$

Die Größe $\delta - a$ ist aus Messungen in Azeton bestimmt worden, welche für den Teil des Spektrums ausgeführt worden sind, wo diese Flüssigkeit keine Absorption besitzt.

Bei Änderung von k bis zur Größe 0,3 hätte man

$$\frac{\lambda'}{2} = \frac{B_1 + (\delta - a)}{1 + 0{,}057} + 0{,}6,$$

d. h. die Folge der Veränderung der Absorption um 50 Proz. wäre die Veränderung von $\frac{\lambda'}{2}(n)$ bis 1,0 — 1,5 Proz.

Wären die hier besprochenen Korrektionen nicht eingeführt worden und die Einstellung der Flüssigkeitsgrenze im wahren Knoten vorgenommen, so wären die aus der Beobachtung des ersten Knotens erhaltenen absoluten Größen von n bei $k = 0{,}2$ mit einem Fehler von ungefähr 3 Proz., bei $k = 0{,}3$ mit einem Fehler von ungefähr 4,5 Proz. behaftet.

Resultate der Messungen.

Die Messungen sind in einem Troge von $350 \times 70 \times 90$ mm³ ausgeführt worden[1]). Bei allen Messungen ist die Flüssigkeitsgrenze in den wahren Knoten gelegt worden, die Vorderwand des Troges hatte eine Dicke von 1,5 mm. Der Maßstab, an welchem die Ablesungen bei Verschiebung der Brücke in der Flüssigkeit gemacht worden sind, hatte eine unveränderte Lage relativ zur Grenze der Flüssigkeit, es wurde aufmerksam darauf geachtet, daß die Montierung der beweglichen Brücke von einer Messung zur andern unverändert blieb.

Die Untersuchung ist in Alkohol (von Kahlbaum) ausgeführt worden, dessen Prozentgehalt am Anfang der Versuche 99,5 war. Im Laufe der Messungen sank allmählich die Konzentration des Alkohols und wurde von Zeit zu Zeit durch Messungen des spezifischen Gewichtes bestimmt. Im Laufe der Messungen ist die Alkoholportion mehrfach erneuert worden. Über den Einfluß, den eine wechselnde Konzentration des Alkohols auf die Resultate haben kann, werden unten Angaben gemacht werden. Die Resultate sind in den unten angeführten Tabellen I und II zusammengestellt. In der ersten Kolumne sind die halben Wellenlängen $\left(\frac{\Lambda}{2}\right)$ in Luft gegeben, in der zweiten $\left(\frac{\lambda'}{2}\right)$ die halben Wellenlängen in Äthylalkohol aus den Lagen des ersten Knotens auf Grund der Formel (4) berechnet; in der dritten (t) die Temperatur der Flüssigkeit; in der vierten und fünften (n'_t) ($n'_{17,0}$) die Brechungsindizes bei der Temperatur t, und die auf 17,0° reduzierten, berechnet mit Hilfe von $\frac{\lambda'}{2}$; in der sechsten $\left(\frac{\lambda''}{2}\right)$ die halben Wellenlängen in Alkohol aus den Lagen des zweitens Knotens nach Formel (4_1) berechnet; in der siebenten und achten (n''_t) ($n''_{17,0}$) die Brechungsindizes bei der Temperatur t und die auf 17,0° reduzierten berechnet mit Hilfe von $\frac{\lambda''}{2}$, in der neunten Nummer, welche die Reihenfolge, in der die Messungen ausgeführt worden sind, angibt; in der zehnten Bemerkungen zu den Messungen.

Die Reduktion der Größen n_t auf $n_{17,0}$ erfolgte nach Formel

$$n_t = n_{17.0} - 0{,}0147\,(t - 17{,}0),$$

berechnet auf Grund der Messungen von Ratz[1]).

Die Lagen des ersten, zweiten und dritten Knotens wurden gewöhnlich aus 20—30 aufeinanderfolgenden Messungen bestimmt, geordnet in Serien zu 10 Beobachtungen. Der Unterschied zwischen den Mittelwerten der einzelnen Serien überstieg selten 1 mm. Eine einzelne Bestimmung von „n" ist daher auf ungefähr 1 Proz. genau.

Die angeführten Messungen bestimmen die Kurve 1, die sich auf die Größen $n'_{17,0}$ bezieht; die Beobachtungspunkte sind für die Werte von $n'_{17,0}$ mit $\times$, für die Werte $n''_{17,0}$ mit $\diamond$ bezeichnet und in derselben Folge wie in der Tabelle numeriert.

Die erhaltenen Resultate zeigen, daß das elektrische Spektrum des Äthylalkohols, einer Flüssigkeit mit starker anomaler Absorption, seiner Natur nach mit dem Lichtspektrum identisch ist.

Aus den in der Tabelle angeführten Bemerkungen ist zu ersehen, daß die Absorption sich im Spektrum merklich verändert, wobei das Maximum derselben im unteren Teile der Bande liegt, dasselbe ist auch bei Messungen im elektrischen Spektrum des Wassers beobachtet worden.

$n = 4{,}00$ richtig ist, ist für das ganze untersuchte Intervall des Spektrums beibehalten worden.

1) Die Herstellung solcher Tröge bereitete anfangs einige Schwierigkeiten, da Äthylalkohol, Benzol, Toluol usw. zu den besten Lösungsmitteln gehören. Als vollkommen befriedigend und für alle (außer Wasser) untersuchten Flüssigkeiten brauchbar erwiesen sich Tröge, welche mit Wasserglas aus Glasscheiben zusammengestellt waren.

1) F. Ratz, Z. f. physik. Chemie **19**, 109, 1896.

Bestimmungen der Lagen des zweiten Knotens sind nur für einige Punkte vorgenommen, und die erhaltenen Größen von $n''_{17,0}$ unterscheiden sich von den Größen $n'_{17,0}$ bedeutend. Der gegebenen Erklärung gemäß ist diese Differenz auf den Unterschied der zeitlichen

Tabelle I.

Anordnung II: Entfernung zwischen den Drähten $d = 10$ mm.

	$\frac{\Lambda}{2}$	$\frac{\lambda'}{2}$	t	n'_t	$n'_{17,0}$	$\frac{\lambda''}{2}$	n''_t	$n''_{17,0}$	Nr.	Anmerkung
1	462,72	99,31	17,5	4,659	4,666	—	—	—	26	
2	456,35	101,21	18,5	4,509	4,531	—	—	—	25	
3	448,38	102,41	15,0	4,378	4,349	—	—	—	27	Der Knoten schwächer als für die umgebenden Punkte.
4	442,70	97,21	14,0	4,554	4,511	97,24	4,553	4,510	24	
5	435,00	94,93	15,4	4,582	4,558	95,61	4,550	4,526	23	
6	429,02	91,42	19,0	4,693	4,722	—	—	—	30	
7	426,50	92,07	16,0	4,632	4,617	91,92	4,639	4,624	22	
8	418,60	92,39	15,0	4,531	4,512	—	—	—	21	
9	411,64	92,55	16,5	4,447	4,440	91,76	4,486	4,479	19	
10	398,22	92,86	15,2	4,288	4,262	—	—	—	11	
11	392,13	93,66	19,0	4,187	4,216	—	—	—	20	
12	388,36	91,74	14,5	4,233	4,196	—	—	—	29	
13	376,72	92,68	15,5	4,064	4,042	—	—	—	28	
14	375,44	93,78	18,0	4,003	4,018	—	—	—	12	
15	373,22	94,14	17,8	3,951	3,954	—	—	—	18	Beob. unsicher wegen starker Absorption.
16	370,25	94,89	17,0	3,901	3,901	—	—	—	32	2 Knoten kaum bemerkbar.
17	368,54	96,06	16,0	3,836	3,821	—	—	—	16	1 Knoten schwer zu beobachten.
18	363,28	92,61	15,4	3,922	3,898	—	—	—	17	
19	358,30	89,41	18,0	4,007	4,022	—	—	—	14	Absorp. sehr stark, der erste Knoten unsicher.
20	354,23	84,60	16,0	4,187	4,172	84,33	4,201	4,186	15	Erster Knoten deutlich, zweiter schwach.
21	349,33	79,53	15,5	4,392	4,370	79,10	4,616	4,394	31	4 Knoten bemerkbar.
22	344,00	80,00	18,0	4,300	4,315	79,68	4,316	4,331	13	
23	334,68	79,43	20,0	4,213	4,257	80,14	4,176	4,220	5	
24	332,00	79,32	18,0	4,185	4,200	76,94	4,314	4,329	1	
25	328,00	79,83	19,0	4,108	4,137	—	—	—	7	
26	325,87	78,83	16,0	4,134	4,119	—	—	—	6	
27	321,40	76,16	19,0	4,220	4,264	—	—	—	9	
28	319,00	74,53	18,5	4,280	4,302	73,25	4,355	4,377	8	
29	317,00	73,34	18,0	4,322	4,337	—	—	—	2	
30	311,00	72,03	17,5	4,318	4,325	—	—	—	4	
31	306,64	72,07	17,5	4,255	4,232	71,01	4,318	4,325	3	
32	300,00	71,82	16,0	4,177	4,162	—	—	—	10	

Tabelle II.

Anordnung II, $d = 10$ mm, Kohle zwischen den Drähten des erregenden Systems.

	$\frac{\Lambda}{2}$	$\frac{\lambda'}{2}$	t	n'_t	$n'_{17,0}$	$\frac{\lambda''}{2}$	n''_t	$n''_{17,0}$	Nr.	Anmerkung
1	443,02	98,57	16,0	4,494	4,479	97,27	4,555	4,540	13	Deutliche Beob.
2	438,02	99,36	16,0	4,408	4,383	97,19	4,507	4,492	14	Erster Knoten deutlich, zweiter schwer zu beobachten.
3	432,60	94,73	17,0	4,566	4,566	95,47	4,531	4,531	15	
4	427,68	93,06	15,5	4,595	4,573	93,18	4,589	4,567	10	Deutliche Beob.
5	424,92	90,73	16,8	4,683	4,680	92,71	4,583	4,580	12	Sehr deutliche Beob.
6	420,55	90,22	18,3	4,663	4,682	91,61	4,591	4,610	11	Deutliche Beob.
7	395,64	89,73	18,3	4,409	4,428	87,34	4,529	4,548	1	
8	375,72	86,50	14,3	4,344	4,305	—	—	—	2	Deutliche Beob.
9	368,68	86,39	16,6	4,267	4,261	82,75	4,455	4,449	4	Absorpt. stark, zweiter Knoten schwer zu beobachten.
10	362,78	87,31	15,0	4,155	4,136	—	—	—	3	Absorpt. sehr stark, zweiter Knoten unmerklich.
11	357,46	86,37	16,0	4,138	4,123	82,90	4,312	4,297	9	Beob. im zweiten Knoten unsicher.
12	355,16	83,83	17,0	4,234	4,234	—	—	—	8	
13	346,40	79,20	15,0	4,374	4,355	78,03	4,438	4,419	5	Beob. nicht sehr deutlich.
14	344,78	77,01	16,5	4,477	4,470	—	—	—	6	Deutliche Beob.
15	330,76	77,60	17,0	4,249	4,249	75,90	4,358	4,358	7	Sehr deutliche Beob.

Dämpfung von Schwingungen bei Messungen im ersten und zweiten Knoten zurückzuführen. Um zu entscheiden, in welcher Richtung die Dämpfung sich in diesem Falle verändert, wurde eine zweite Messung der Dispersionskurve vorgenommen für Schwingungen, deren Dämpfung künstlich vergrößert war. Zu diesem Zwecke wurde bei der Anordnung II zwischen den Drähten des Primärsystems (in Petroleum) ein Stück Kohle hineingebracht, so wie es in Abhandlung I, S. 338 beschrieben ist (vergl. auch Abhandlung II, S. 476). Die Resultate sind in Tabelle II enthalten.

Die mit * bezeichneten Größen $n'_{17,0}$ bestimmen die Kurve II[1]), die Größen $n''_{17,0}$, bezeichnet mit ⊙, bestimmen die Kurve III. Aus dem Vergleich der Kurven I und II geht hervor, daß die Dispersionsbanden der Kurve II, welche der größeren Dämpfung entspricht, weniger ausgeprägt erscheinen und relativ zu den entsprechenden Banden der Kurve I in Richtung der kürzeren Wellen verschoben sind. Dasselbe ist auch bei Messungen im Wasserspektrum beobachtet worden. Von Interesse ist der Teil der Kurve III für die Punkte Nr. 1 bis Nr. 11, hier sind $n''_{17,0}$ für verschiedene, aber benachbarte Schwingungsperioden bald bedeutend größer, bald kleiner als die Größen $n'_{17,0}$, dabei sind aber die $n''_{17,0}$ so angeordnet, daß sie die Kurve III bestimmen, die ihrer Form nach den Kurven I und II analog ist, und relativ zu der Kurve II ebenso verschoben ist, wie es die Kurve II relativ zu der Kurve I ist.

Wir gelangen also zum Schluß, daß den aus der zweiten Knotenlage bestimmten Brechungsindizes eine größere Dämpfung entspricht. Aus dem Vergleich der relativen Werte von $n'_{17,0}$ und $n''_{17,0}$ kann, wie leicht zu sehen ist, darauf geschlossen werden, welchem Teile der Kurve der Beobachtungspunkt angehört, solche Beobachtungen können also bis zu einem gewissen Grade zur Deckung der Lücken in den Messungen dienen; auf Grund solcher Überlegungen sind die Banden „3" und „4" gezeichnet, ohne den Messungen von $n''_{17,0}$ für die Punkte Nr. 23 und Nr. 24 der Tabelle I könnte die Kurve direkt von Punkt Nr. 22 auf den Punkt Nr. 23 gezogen werden.

Die Gesamtheit der angeführten Messungen beweist, wie es uns scheint, die Richtigkeit der oben ausgesprochenen Behauptung über die Ursachen der Unterschiede in den Größen $n'_{17,0}$ und $n''_{17,0}$.

Nichtsdestoweniger erübrigt es sich vielleicht nicht, noch folgenden Versuch anzuführen.

Für $\frac{\Lambda}{2} = 369{,}38$ wurde die Lage des ersten Knotens in Luft „a_1" und des zweiten „a_2" bestimmt, zwischen dem ersten und dem zweiten Knoten in Luft konnte im Bauche der elektrischen Kraft (zwischen den Drähten) ein runder flacher Ballon von einigen cm Durchmesser hineingebracht werden; der Ballon wurde 1. mit einer nicht absorbierenden Flüssigkeit, Azeton, 2. mit einer absorbierenden, Äthylalkohol, gefüllt, dabei verschob sich die Lage des zweiten Knotens um einige cm und war für den Fall 1 „a_2'", für den Fall 2 „a_2''", die Größe $\frac{\Lambda}{2}$ blieb dabei unverändert (in Grenzen von 0,1—0,2 mm). Es wurden 4 Messungen von $n'_{17,0}$ bei folgenden Bedingungen ausgeführt: 1. Grenze der Flüssigkeit in a_1, 2. Grenze der Flüssigkeit in a_2, 3. Grenze der Flüssigkeit in a_2' zwischen dem ersten und zweiten Knoten in Luft der mit Azeton gefüllte Ballon, 4. Grenze der Flüssigkeit in a_2'' zwischen dem ersten und zweiten Knoten der mit Äthylalkohol gefüllte Ballon. Die Resultate der Messungen sind folgende:

Flüssigkeitsgrenze	$n'_{17,0}$ [1])
a_1	4,300
a_2	4,186
a_2'	4,200
a_2''	4,432

Beachtet man, daß, wie aus dem Vergleich der Kurven I und II folgt, für $\frac{\Lambda}{2} = 369$ mit steigender Dämpfung der Brechungsindex anwachsen muß, so kommt man zum Schlusse, daß für den Fall 2 die Schwingungen eine geringere Dämpfung haben als für den Fall 1; für den Fall 3 erscheint die Dämpfung nur wenig in Vergleich mit dem Fall 2 verändert, was auch verständlich ist, da Azeton keine Absorption besitzt; für den Fall 4 aber, welchem eine bedeutende Vergrößerung der Dämpfung in Vergleich zu den Fällen 2 und 3 entsprechen muß, weist der Versuch tatsächlich eine bedeutende Veränderung von $n'_{17,0}$ in der Richtung auf, wie aus dem Vergleich der Kurven I und II folgt.

Es sollen die erhaltenen Resultate mit den wenigen Messungen anderer Autoren verglichen werden. Solche sind die Messungen von Drude[2]) (Methode der Drahtwellen), der für $\frac{\Lambda}{2}$ ungefähr 1000 mm $n_{17,0} = 4{,}92$ und für $\frac{\Lambda}{2} = 373$ $n_{17,0} = 4{,}80$ bestimmt hat, und die

1) Die Kurven sind auf der Tafel VIII ersichtlich.

1) Die Messungen waren in wäßrigem Alkohol von 96,3 Proz. ausgeführt.

2) P. Drude, Abh. d. K. Sächs. Ges. d. Wiss. **23**. 41, 1896.



von Marx[1]), der für $\frac{\Lambda}{2} = 263$ $n_{17,0} = 4,543$ und für $\frac{\Lambda}{2} = 20$ mm $n_{17,0} = 2,966$ fand. Von diesen Angaben liegen nur die Messungen von Drude für $\frac{\Lambda}{2} = 373$ in dem von uns untersuchten Intervall des Spektrums; der Vergleich zeigt, daß der von Drude erhaltene Wert viel größer ist als derjenige, welcher das Resultat unserer Messungen ist. Die Ursache dieses so bedeutenden Unterschiedes ist darin zu sehen, daß Drude das „n" aus der relativen Lage der Knoten bestimmt hatte. In der Tat erhält man für Punkt Nr. 7 und Nr. 9 der Tabelle II, für welche die Lagen der zweiten Knoten bestimmt worden sind: den Brechungsindex aus der relativen Lage bestimmt für Punkt Nr. 7 $n_{17,0} = 4,678$ (statt $n'_{17,0} = 4,428$) und für Punkt Nr. 9 $n_{17,0} = 4,660$ (statt $n'_{17,0} = 4,261$), d. h. Größen, die mit denen von Drude viel besser übereinstimmen, von den richtigen aber sich nahezu um 9 Proz. unterscheiden.

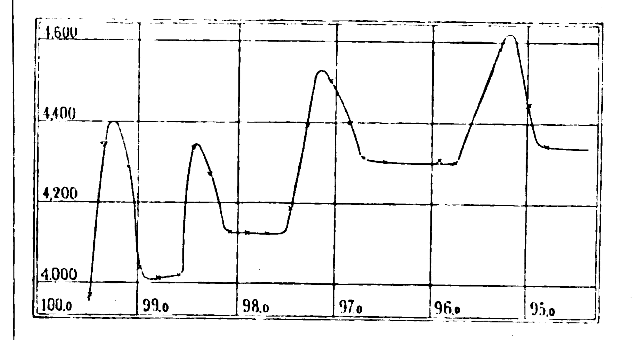
Diese Beispiele beweisen, daß die Bestimmung der Brechungsindizes aus der relativen Lage der Knoten inmitten eines Dispersionsbandes nicht nur zu vollkommen falschen absoluten Größen führt, sondern auch den Gang der Dispersionskurve bis zur Unkenntlichkeit verunstalten kann.

Über den Einfluß der wechselnden Konzentration des Äthylalkohols auf die Bestimmung des Brechungsindex.

Bei Messungen des Brechungsindex innerhalb der Dispersionsbanden, wo seine Größe von Punkt zu Punkt so stark variiert, war es schwierig, den Einfluß der wechselnden Konzentration des Alkohols auf die Resultate wahrzunehmen. Indes wies der Vergleich der erhaltenen Resultate auf die Existenz von höchst eigenartigen Unregelmäßigkeiten: es wurde z. B. für zwei Wellenlängen, die sich untereinander um 0,2—0,3 mm unterschieden, Größen der Brechungsindizes erhalten, unter denen der Unterschied bis auf 10 Proz. stieg, wobei für den konzentrierten Alkohol höhere Werte erhalten wurden. Die wahrscheinlichste Erklärung dieser Anomalien war doch in der wechselnden Konzentration des Alkohols zu suchen. Diese Umstände boten bei der Schätzung eines solchen Einflusses besondere Vorsicht und veranlaßten, denselben einer speziellen Untersuchung zu unterwerfen.

Der Versuch wurde folgendermaßen angestellt. Für eine bestimmte Wellenlänge in Luft ist der Brechungsindex gemessen worden und die Konzentration des Alkohols nach dem spezifischen Gewichte bestimmt, daraufhin wurden zum Alkohol nacheinander kleine gleiche Mengen Wasser zugeschüttet, wodurch seine Konzentration sich jedesmal ungefähr um 0,2 Proz. änderte.

Nach jedem Zuschütten des Wassers wurde der Brechungsindex gemessen und das spezifische Gewicht des Gemisches bestimmt. Die auf diese Weise erhaltenen Resultate sind in der nachstehenden Figur dargestellt. Die Messungen beziehen sich auf 14,0° und sind für $\frac{\Lambda}{2} = 368,0$ ausgeführt worden.



Die Kurve zeigt, daß bei Änderungen der Konzentration um 0,2 Proz. bis 0,3 Proz. der Brechungsindex sehr bedeutende (bis 10 Proz. und mehr) Änderungen erfahren kann, wobei, wie es aus der Figur zu ersehen ist, für eine bestimmte Konzentration ein sehr scharfes Ansteigen desselben und darauffolgendes Abnehmen sich beobachten läßt. Bei weiterer Veränderung der Konzentration bleibt die Größe des Brechungsindex unverändert, bis wieder eine Konzentration erreicht wird, bei der wieder scharfe Veränderungen in seiner Größe eintreten usw.

Dieses höchst unerwartete Resultat, das auf komplizierte und eigenartige molekulare Prozesse in Gemischen hinweist, veranlaßte zu einer eingehenden Untersuchung „der elektrischen Optik" der Gemische. Die Resultate einer solchen Untersuchung werden ausführlich veröffentlicht. An dieser Stelle soll nur bemerkt werden, daß bei einer analogen Untersuchung in Alkohol bei anderen Wellenlängen und bei anderer Temperatur (24,0° C) sich ebensolche „Buckel" im Brechungsindex beobachten lassen, die bei genau denselben Konzentrationen liegen. Die Absorption innerhalb der Buckel wird, wie es scheint, kleiner[1]).

1) E. Marx, Wied. Ann. **69**, 610, 1898.

1) Bedeutende Änderungen der Größe des Brechungsindex bei kleinen Änderungen der Konzentration des Äthylalkohols sind auch von Marx beobachtet worden (Wied. Ann. **66**, 616, 1898). Näher ist diese Erscheinung von ihm nicht untersucht worden.

Diese Tatsachen zwingen zu einer Revision des erhaltenen Beobachtungsmaterials, aus welchem diejenigen Messungen auszuschalten sind, die für Konzentrationen erhalten worden sind, welche innerhalb der „Buckel" liegen; als solche erwiesen sich entweder diejenigen, welche zu den ersten in der frischen Alkoholportion (erster Buckel) gehören, oder aber zu den späteren (zweiter Buckel). Nach einer derartigen Sortierung des Materials wurden die oben diskutierten Dispersionskurven gezeichnet, die also für Konzentrationen erhalten worden sind, welche zwischen dem ersten und zweiten Buckel liegen.

Da bei der Untersuchung der Dispersion die Bestimmung des spezifischen Gewichts des Alkohols nur von Zeit zu Zeit vorgenommen wurde, so fehlt die Sicherheit, daß alle Beobachtungspunkte der Kurve von solchem Einfluß frei sind.

Diese möglichen Mängel können aber nicht jene allgemeinen und für uns besonders interessanten Schlüsse berühren, zu denen die Resultate der vorliegenden Untersuchung führen, sowohl bezüglich der Natur und Eigenschaften der Dispersion in anomal absorbierenden Flüssigkeiten, als auch bezüglich der durch diese Eigenschaften bedingten Besonderheiten der Messungsmethode.

Wir beschränken uns also hier allein mit dem Hinweis auf diejenigen Umstände, welche (als allgemeine Regel) bei Messungen in Flüssigkeiten mit wechselnder Konzentration zu beachten sind.

Die Messungen unter den durch diese Umstände gebotenen Vorsichtsmaßregeln von Anfang an zu unternehmen, die bestenfalls nur in Einzelheiten den Gang der erhaltenen Dispersionskurven korrigieren könnten, fehlte uns die Möglichkeit.

(Eingegangen 12. August 1909.)

Ein Elektrometer mit freischwebendem Faden.

Von J. Elster und H. Geitel.

Im folgenden geben wir eine ausführliche Beschreibung des Elektrometers, das wir bei der vor kurzem in dieser Zeitschrift[1]) veröffentlichten photoelektrischen Untersuchung an polarisiertem Lichte mit Vorteil benutzt haben. Der große Vorzug des Behrens-Hankelschen Elektrometers, hohe Empfindlichkeit mit kleiner Kapazität zu vereinigen, hatte uns schon bald nach dem Bekanntwerden des Boysschen Verfahrens zur Herstellung feiner Quarzfäden auf den Gedanken gebracht, dies Instrument noch weiter zu vervollkommnen, indem wir das Goldblättchen durch einen leitend gemachten Quarzfaden ersetzten. Hierdurch wird in der Tat eine wesentlich gesteigerte Empfindlichkeit bei verminderter Kapazität erreicht, und als sich im Laufe der genannten Untersuchung ein Elektrometer von diesen Eigenschaften als notwendig erwies, griffen wir auf die früheren Erfahrungen zurück.

Der von uns gegebenen Anregung Folge leistend, hat die Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig ein Instrument[1]) gebaut, das bei einer Kapazität von 2 cm für den Faden und dessen Träger eine Empfindlichkeit gewährleistet, die bis gegen 0,003 Volt pro Skalenteil gesteigert werden kann.

Seine Einrichtung und sein Gebrauch wird aus der beigegebenen Fig. 1 ersichtlich. Man erkennt sofort, daß das Instrument nichts anderes ist, als eine andere Form des Behrens-Hankelschen Elektroskops.

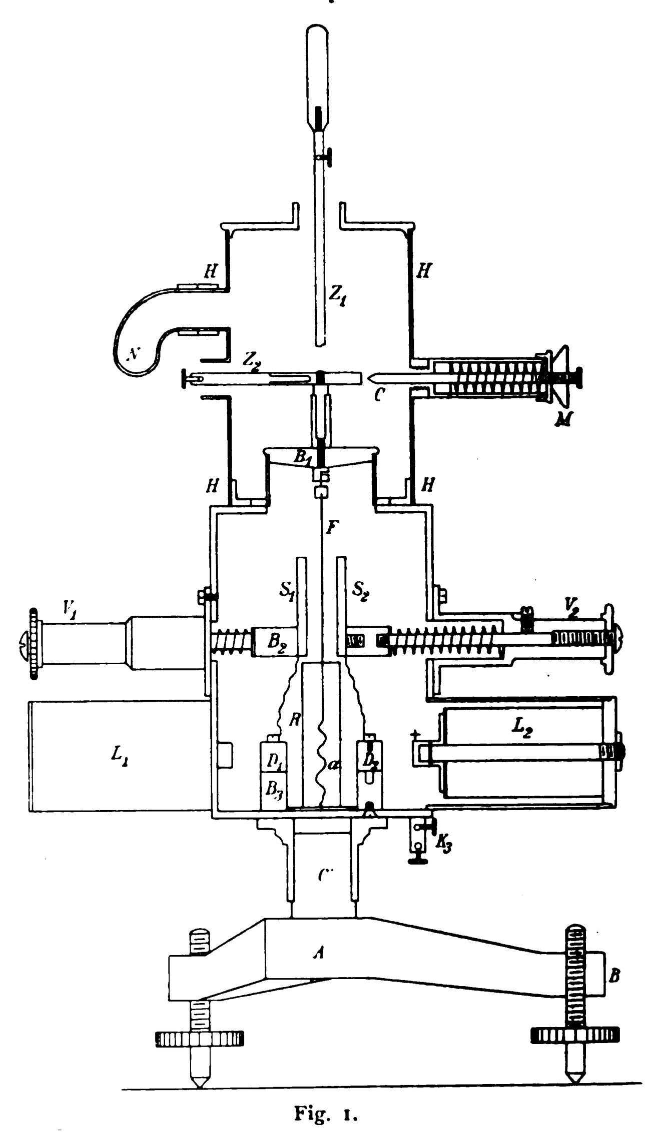


Fig. 1.

1) Diese Zeitschr. **10**, 457, 1909.


1) Die genannte Firma hat sich das Instrument schützen lassen.

Der feine, durch die Bernsteinplatte B_1 isolierte, metallisch bestäubte Quarzfaden F von etwa $^1/_{1000}$ mm Dicke befindet sich in einem elektrischen Felde, das durch die Aufladung der beiden prismatischen Metallbacken S_1 und S_2 erzeugt wird. S_1 ist mit dem negativen, S_2 mit dem positiven Pole je einer in das Instrument eingebauter Trockensäulen L_1 und L_2 in leitender Verbindung. Führt man über Z_2 dem Faden eine positive Ladung zu, so wird er sich nach links, bei einer Ladung entgegengesetzten Zeichens sich nach rechts bewegen. Die so erzeugte Ablenkung aus der Ruhelage kann mittels eines ca. 60fach vergrößernden Mikroskops mit Okularskala (160 Teilstriche von 0 bis $\pm$ 80) ihrer Größe nach bestimmt und mit Hilfe eines Normalelements oder für geringere Empfindlichkeiten einer vielpaarigen Akkumulatorenbatterie ausgewertet werden.

Um zu verhindern, daß der freie Faden sich allzuweit aus der Bildebene des Mikroskops entferne, sind zwei Schutzvorrichtungen angebracht. Wie man sieht, befindet sich sein unteres Drittel in dem metallischen und geerdeten Schutzrohre R, und außerdem ist die Bewegung seines freien etwas beschwerten Endes vermöge einer daran angekitteten schlaffen Spinnenfadenarretierung a nur innerhalb gewisser Grenzen möglich. Durch diese von den Herren Günther & Tegetmeyer erdachte Hemmung wird zugleich erreicht, daß das Instrument ohne eine Beschädigung des zarten Fadens versandt werden kann. Es scheint sogar möglich zu sein auch die Quarzfaden selbst durch einen Spinnwebfaden zu ersetzen, der durch metallische Bestäubung leitend gemacht ist. Wir haben ein Instrument dieser Art benützt, ohne (innerhalb eines halben Jahres) irgend einen Nachteil gegenüber dem Quarzfadenelektrometer zu bemerken.

Die ganze Vorrichtung, einschließlich der ladenden Säulen ist in ein auf einem Dreifuß ruhendes Metallgehäuse eingebaut, das durch die Klemme K_3 geerdert wird.

Da alle im Innern dieses Gehäuses gelegenen Isolationen aus Bernstein gefertigt sind (in den Figuren mit B_1, B_2, B_3, B_4, bezeichnet), und zwischen dem zur Arretierung dienenden Spinnwebfaden und dem geladenen Systeme ein Stück nicht metallisch bestäubten Quarzfadens liegt, so ist die Isolation ganz vorzüglich; nur wenn das Instrument in sehr feuchten Räumen verwandt werden soll, ist von den angebrachten, in der Figur nur teilweise gezeichneten Natriumtrockenvorrichtungen N Gebrauch zu machen.

Auf das Gehäuse kann mit sanfter Reibung ein mit zwei engen Öffnungen versehener metallischer Schutzzylinder H aufgesetzt werden, der ebenfalls geerdet ist, sobald K_3 an die Erdleitung angeschlossen wird.

Man hat nun zwei Möglichkeiten den Elektrometerfaden mit dem Körper leitend zu verbinden, dessen Potential bestimmt werden soll. Steht dieser seitlich links, so schließt man die obere Öffnung mittels einer Metallkapsel und benutzt als Zuleitung den Stift Z_2, der auf den Fadenträger mittels eines Bajonettverschlusses aufgesteckt werden kann. Die Mutter M gestattet die Platinspitze C ganz sanft an den Platinkontakt E anzudrücken und so den Faden sicher zu erden.

Die geringste Drehung von M in entgegengesetzter Richtung hebt bei richtiger Einstellung die Erdung auf.

Das der Spitze C abgewandte Ende von Z_2 geht frei durch ein zylindrisches Ansatzrohr von etwa 15 cm Länge (in der Figur kürzer gezeichnet) und trägt an seinem Ende ein Klemmschräubchen, von dem aus das zu messende Potential auf den Faden mittels eines möglichst kurzen in einem geerdeten Metallzylinder ausgespannten Drahtes übertragen wird. Man erkennt, daß so ein ganz ausgezeichneter Schutz vor der Influenz äußerer elektrischer Kräfte geschaffen ist. Ist eine Verwendung der seitlichen Elektrode nicht möglich, so entfernt man diese, schließt das Ansatzrohr und bewirkt die Verbindung durch den Stift Z_1.

Zur Regulierung der Empfindlichkeit des Instrumentes ist folgende Einrichtung getroffen:

Die Metallbacken S_1 und S_2 sind durch Bernstein B_2 isoliert und leitend mit den ebenso isolierten Metallklötzen D_1 und D_2 verbunden, deren jeder mit je einem Pole der Trockensäulen L_1 und L_2 in Kontakt gesetzt werden kann. Die Mikrometerschrauben V_1 und V_2 gestatten den Abstand der Platten S_1 und S_2 innerhalb weiter Grenzen beliebig zu vergrößern oder zu verkleinern, je nachdem eine Verringerung oder eine Erhöhung der Empfindlichkeit gewünscht wird.

Wenn die Verwendung von Trockensäulen — etwa bei längerer Versuchsdauer — zur Aufladung bedenklich erscheint [1]), oder wenn ein schwächeres Feld als die auf ein Potential von $\pm$ 150 Volt aufgeladenen Platten S_1 und S_2 selbst bei weitestem Abstande erzeugen, gewünscht wird, so kann man die Säulen mittels der in Fig. 2 gezeichneten Vorrichtung abschalten und an ihrer Stelle eine vielpaarige galvanische Batterie oder Hochspannungsakkumulatoren anschalten.

An der Vorderfläche des Instrumentes sind nämlich zwei Schieber T_1 und T_2 ange-

1) Bislang haben wir mit den im Instrumente vorhandenen Trockensäulen nur gute Erfahrungen gemacht. Die Schwankungen in der Stärke des Feldes zwischen den Platten S_1 und S_2 waren während der Gebrauchsdauer (etwa 1 bis 4 Stunden) nicht merklich größer als bei Verwendung einer Akkumulatorenbatterie.



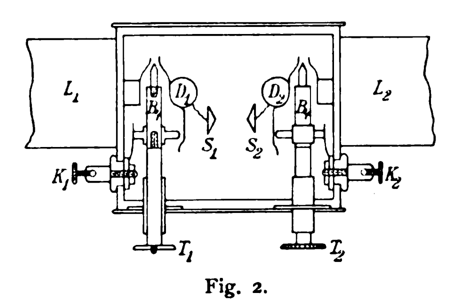


Fig. 2.

bracht; zieht man diese soweit als möglich heraus, so werden die äußeren Klemmen K_1 und K_2, wie ein Blick auf die Figur zeigt, leitend über D_1 und D_2 mit den Backen S_1 und S_2 in Verbindung gebracht. Schließt man also K_1 und K_2 an die beiden Pole einer in der Mitte geerdeten Batterie an, so wird zwischen S_1 und S_2 ein konstantes elektrisches Feld erzeugt.

Schiebt man dagegen T_1 und T_2 soweit als möglich hinein, so wird die Verbindung zwischen K_1 und S_1 einerseits und zwischen K_2 und S_2 andererseits aufgehoben und eine Leitung von L_1 über D_1 mit S_1 und von L_2 über D_2 mit S_2 hergestellt.

Die beschriebene Vorrichtung gestattet zugleich nach Abschaltung der Säule den Faden leitend mit einer der Platten S_1 oder S_2 zu verbinden, wodurch die gleichen Schaltungsweisen wie beim Lutzschen Einfadenelektrometer ermöglicht werden. Das Instrument ist hierdurch, wie man leicht übersieht, auch zur Messung hoher Potentiale tauglich gemacht.

Da der zarte Faden leicht in Vibration gerät, so erfordert das Instrument eine erschütterungsfreie Aufstellung.

Beim ersten Aufbau des Elektrometers ist es bisweilen mit Schwierigkeiten verknüpft, den Faden in die Bildebene des Mikroskops zu bringen. Um dies zu erleichtern, läßt sich das Mikroskop durch Ausschaltung eines abschraubbaren Zwischenrohres verkürzen, so daß, nachdem man durch Ausziehen des Rohres bis zu einem Anschlagstifte das Objektiv in die richtige Lage gebracht hat, ein lichtstarkes Gesichtsfeld von ca. 11 mm Durchmesser entsteht (gegenüber 2,5 mm des unverkürzten Mikroskops), in welchem der Faden leicht folgendermaßen aufgefunden werden kann.

Ziehe die Schieber T_1 und T_2 soweit heraus als möglich, erde die Klemmen K_1, K_2 und K_3 und entferne die Backen S_1 und S_2 so weit voneinander, als dies die Schraubvorrichtungen V_1 und V_2 zulassen, alsdann stelle den Arm AB des Dreifußes parallel der optischen Achse des Mikroskops durch Drehen des ganzen Apparats um den Zapfen C' des Dreifußes. Nunmehr gib der Vertikalachse des Instrumentes mit Hilfe der im Dreifuß angebrachten Stellschrauben eine solche Stellung, daß der Faden scharf in der Mitte des Gesichtsfeldes erscheint. Alsdann schalte das Zwischenrohr des Mikroskops wieder ein, bringe durch Einschieben des Rohres das Objektiv wieder in die zugehörige, ebenfalls durch einen Anschlag markierte Entfernung vom Faden und bewirke durch Drehen der Fußschrauben, daß dieser scharf auf den Nullpunkt der Skala einspielt.

Ist dies erreicht, so verbinde durch gleichzeitiges Hineindrücken der Schieber T_1 und T_2 die Pole der Säule mit S_1 und S_2. Nunmehr handelt es sich nur noch darum, dem Instrumente eine solche Empfindlichkeit zu geben, wie es die jeweiligen Versuche erfordern.

(Die folgenden Zahlenangaben beziehen sich auf das uns von der genannten Firma zur Verfügung gestellte Instrument mit Spinnwebfaden; bei anderen Exemplaren dürften etwas davon verschiedene Werte gefunden werden.)

Sind die Platten S_1 und S_2 möglichst weit voneinander entfernt, so erzeugt ein an den Faden angelegtes Potential von $+2$ Volt eine Ablenkung von $+1$ Skalenteil, wobei sich bis zu ± 30 Volt genaue Proportionalität zwischen der Ablenkung des Fadens und dem angelegten Potential ergibt. Bei dieser unempfindlichsten Einstellung ist, sofern man die eingebauten Säulen als Ladevorrichtung benutzt, das Instrument geeignet Potentiale von 0 bis 30 Volt zu messen.

Die Empfindlichkeit läßt sich nun durch Annäherung der beiden Platten S_1 und S_2 kontinuierlich so weit vergrößern, daß eine Potentialdifferenz von 0,05 Volt einen einseitigen Ausschlag von 16 Skalenteilen hervorruft. Versucht man durch weiteres Heranschieben der Backen die Empfindlichkeit noch weiter zu steigern, so wird die Gleichgewichtslage des Fadens labil; bei der geringsten zugeführten Ladung verschwindet er aus dem Gesichtsfelde und kehrt nach Ableitung nicht mehr genau auf den Nullpunkt der Skala zurück.

Die Einstellung des Instrumentes auf eine bestimmte Empfindlichkeit geschieht zweckmäßig stufenweise folgendermaßen: Durch Drehen der Mutter V_2, also durch Annäherung der Platte S_2 erleidet der abgeleitete Faden im Gesichtsfelde des umkehrenden Mikroskopes eine Verschiebung nach links, deren Betrag auf 60 Skalenteile gebracht werde. Ist dieser erreicht, so führt man den Faden durch vorsichtiges Drehen von V_1, d. h. durch Annäherung der Platte S_1 in die Nullage zurück. Nach Beendigung dieser Operation bewirkt bereits der nicht abgeleitete Pol eines Normalelementes von 1,43 Volt einen Ausschlag von 9 bis 10 Skalenteilen. Durch fortgesetzte Wiederholung dieses Verfahrens und fortgesetzte Auswertung des Be-

trages der erzielten Ablenkung in Volt läßt sich so jede Empfindlichkeit zwischen den oben angegebenen Grenzen erreichen.

Solange der Faden einen einseitigen Ausschlag von etwa 20 Skalenteilen pro Volt nicht überschreitet, ist es möglich, durch passende Einstellung von S_1 und S_2 symmetrische Ablenkungen von der Nullage aus zu erzielen. Für höhere Empfindlichkeiten ist dies nur schwierig zu erreichen.

Die Einstellung erfordert alsdann große Geduld und beträchtlichen Zeitaufwand, so daß wir es in diesem Falle vorzogen, mit einseitigen Ausschlägen zu operieren.

Wegen der geringen Masse des Fadens und der Dämpfung durch die Luft ist seine Bewegung durchaus aperiodisch, dabei sind die auftretenden Nullpunktsschwankungen so geringfügig, daß sie die Genauigkeit der Messungen nicht beeinträchtigen.

Gerade wie beim Wulfschen Elektrometer läßt sich auch bei dem beschriebenen leicht ein Bild des Fadens samt der Skala auf einem Projektionsschirm entwerfen, wobei ohne weiteres das Ablesemikroskop als Projektionskopf dient.

Wolfenbüttel, im August 1909.

(Eingegangen 18. August 1909.)

Die Quadratwurzel der Atomgewichte.

Von J. Traube.

Durch eine briefliche Mitteilung des Herrn W. H. Bragg in Adelaide wurde ich vor 2 Jahren hingewiesen auf gewisse sehr interessante Ergebnisse derjenigen Arbeiten[1]) dieses verdienten Forschers, welche sich auf den Durchgang der α-Strahlen verschiedener Radiumprodukte durch feste und gasförmige Materie beziehen.

Bragg hat u. a. den Geschwindigkeitsverlust gemessen, welchen α-Strahlen erleiden, wenn dieselben durch Metalle oder durch Schichten von Gasen und Dämpfen hindurchtreten. Die Atome bezw. Moleküle der Metalle bezw. Gase üben eine Bremswirkung aus (stopping-power), und diese Bremswirkung ist nach Bragg in erster Annäherung proportional der Quadratwurzel der Atomgewichte der Metalle bezw. der Summe der Quadratwurzeln der Atomgewichte, welche das Molekulargewicht der Gase zusammensetzen. Weiter stellt Bragg fest, daß jene Bremswirkung auch in roher Annäherung proportional ist dem Molekularvolumen der betreffenden Gase und Dämpfe beim Siedepunkte, und es würde somit, wenn man die Bremswirkung der α-Strahlen beiseite läßt, eine Beziehung sich ergeben zwischen Raum und Masse der Atome in ihren Verbindungen, welche, da es sich um die fundamentalsten Eigenschaften der Atome handelt, von grundlegender Bedeutung sein würde.

Das Zahlenmaterial, dessen sich Bragg bediente, war, soweit es sich auf die Volumenbestimmungen bezog, sehr ungenügend. Ich habe daher in der Tabelle S. 668 für eine große Anzahl höchst heterogener Verbindungen unter $\sqrt{\Sigma A}$ die Summe der Quadratwurzeln der Atomgewichte und unter v_0 die namentlich von Guldberg[1]) recht zuverlässig berechneten Molekularvolumina beim absoluten Nullpunkt zusammengestellt.

Trotz gewisser unverkennbarer konstitutiver Einflüsse gibt in erster Annäherung die Gleichung:

$$v_0 = 2{,}6\sqrt{\Sigma A},$$

d. h. das Volumen der Atome beim absoluten Nullpunkte ist der Summe der Quadratwurzeln der Atomgewichte proportional. Die Ringbildung und Assoziation verkleinern den Proportionalitätsfaktor, und der Eintritt der Halogene wirkt vielfach erhöhend.

Welche Bedeutung hat nun die Quadratwurzel der Atomgewichte?

Martens[2]) hat aus Dispersions- und Absorptionsmessungen für eine Reihe durchsichtiger Elemente die Periode der Eigenschwingung bestimmt und er gelangt zu folgender Tabelle:

	λ beob. in $\mu\mu$	$37{,}3\sqrt{A}$
Diamant	125	129
Phosphor (gelb)	219	207
Schwefel (rhomb.)	225	211
Chlor (flüss.)	210	222
Selen (rot, glasig)	310	331
Brom	310	333
Jod (fest)	445	420
Titan	240	259

Die Quadratwurzel der Atomgewichte bezeichnet danach nichts anderes als die Schwingungsperiode der Atome, und es wird verständlich, daß diese Schwingungsperioden in erster Annäherung dem Volumen proportional sind. Man begreift auch ohne weiteres, daß jene Beziehung nur in roher Annäherung zutreffen kann, denn da beispielsweise durch den Ringschluß das Volumen verkleinert wird, so muß dementsprechend, wie dies tatsächlich der Fall ist, der obige Proportionalitätsfaktor verkleinert werden.

Martens weist darauf hin, daß, wenn wir

1) Bragg, Trans. Roy. Soc. South Australia **30**, 1906, und Phil. Mag. S. 620, 1906.

1) Guldberg, Zeitschr. f. phys. Chem. **32**, 122, 1900, und Berthelot, ebenda, Ref., **35**, 104, 1900.

2) Martens, Verh. d. D. phys. Ges. **4**, 138, 1902, und Stiefelhagen, Inaug.-Dissert. Berlin 1905.



	$\sqrt{\Sigma A}$	v_0	N	$\frac{v_0}{\sqrt{\Sigma A}}$	$\frac{N}{\sqrt{\Sigma A}}$
Hexapropyldisilikat ($Si_2O(OC_3H_7)_6$)	143,1	—	152	—	1,06
Triisoamylborat ($B(OC_5H_{11})_3$)	100,4	—	108	—	1,08
Traubens. Diamylester ($C_{14}H_{26}O_6$)	98,6	—	106	—	1,08
ν-Äthylendipiperidin ($C_{12}H_{24}N_2$)	73,1	—	82	—	1,12
Tetrāthylsilikat ($Si(OC_2H_5)_4$)	69,1	—	72	—	1,04
Diisoamylcyanamid ($C_{11}H_{22}N_2$)	67,7	—	76	—	1,12
Zimtsaures Äthyl ($C_{11}H_{12}O_2$)	58,2	—	64	—	1,10
Triäthylphosphat ($PO(C_2H_5O_3)S_3$)	57,4	—	60	—	1,05
Nitrooktan ($C_8H_{17}NO_2$)	56,5	—	62	—	1,10
Terpen ($C_{10}H_{16}$)	50,6	125,5	56	2,5	1,11
Cymol ($C_{10}H_{14}$)	48,6	123,7	54	2,5	1,11
Äthylvalerat ($C_7H_{14}O_2$)	46,25	112,5	50	2,4	1,08
Oktan (C_8H_{18})	45,8	123,5	50	2,7	1,09
Chlorbutters. Äthyl ($C_6H_{11}ClO_2$)	45,8	—	50	—	1,09
Dichlorproprions. Äthyl ($C_5H_8Cl_2O_2$)	45,25	—	50	—	1,10
Äthyltrichlorazetat ($C_4H_5Cl_3O_2$)	44,7	—	50	—	1,12
Azetylentetrabromid ($C_2H_2Br_4$)	44,7	—	50	—	1,12
Naphthalin ($C_{10}H_8$)	42,7	—	48	—	1,12
Triäthylamin ($C_6H_{15}N$)	39,5	102,8	44	2,6	1,11
Benzoylchlorid (C_7H_5OCl)	39,2	93,0	44	2,4	1,12
Xylol (C_8H_{10})	37,7	96,6	42	2,6	1,11
Nitrobenzol ($C_6H_5NO_2$)	37,5	82,0	42	2,2	1,12
Jodbenzol (C_6H_5J)	37,0	89,8	42	2,4	1,12
Äthylpropionat ($C_5H_{10}O_2$)	35,3	86,1	38	2,4	1,07
Zinnchlorid ($SnCl_4$)	34,7	87,0	38	2,5	1,09
Brombenzol (C_6H_5Br)	34,7	82,2	39	2,4	1,12
i-Amylalkohol ($C_5H_{12}O$)	33,3	85,6	36	2,6	1,08
Hexamethylen (C_6H_{12})	32,1	—	36	—	1,09
Piperidin ($C_5H_{11}N$)	31,7	—	36	—	1,12
Chlorbenzol (C_6H_5Cl)	31,7	79,0	36	2,5	1,13
Anilin (C_6H_7N)	31,5	72,6	36	2,3	1,14
Diallyl (C_6H_{10})	30,8	86,8	34	2,8	1,10
Titanchlorid ($TiCl_4$)	30,8	85,8	32	2,8	1,04
Phenol (C_6H_6O)	30,8	70,3	34	2,3	1,10
Tetrachloräthylen (C_2Cl_4)	30,7	79,2	36	2,6	1,17
Fluorbenzol (C_6H_5F)	30,1	70,6	33	2,3	1,10
Chloral (C_2Cl_3HO)	29,8	75,9	34	2,55	1,14
Äthylazetat ($C_4H_8O_2$)	29,85	72,6	32	2,4	1,07
Äthylsulfid ($C_4H_{10}S$)	29,5	80,8	32	2,7	1,08
Pentan (C_5H_{12})	29,3	80,0	32	2,7	1,09
Siliciumchlorid ($SiCl_4$)	29,2	83,1	32	2,85	1,10
Äthylenbromid ($C_2H_4Br_2$)	28,8	68,0	32	2,4	1,11
Diäthylamin ($C_4H_{11}N$)	28,6	74,0	32	2,6	1,12
Propyljodid (C_3H_7J)	28,5	75,0	32	2,6	1,12
Äthyläther ($C_4H_{10}O$)	27,85	72,6	30	2,6	1,08
Phosphoroxychlorid ($POCl_3$)	27,4	70,1	30	2,6	1,10
Amylen (C_5H_{10})	27,3	77,7	30	2,8	1,10
Chlorkohlenstoff (CCl_4)	27,3	72,7	32	2,7	1,17
Benzol (CH_6)	26,8	66,4	30	2,5	1,12
Arsenchlorür ($AsCl_3$)	26,5	65,4	28	2,3	1,06
Methylazetat ($C_3H_6O_2$)	24,4	57,8	26	2,4	1,07
Propionsäure ($C_3H_6O_2$)	24,4	56,9	26	2,3	1,07
Methyldisulfid ($C_2H_6S_2$)	24,2	69,2	26	2,8	1,07
Phosphorchlorür (PCl_3)	23,4	65,8	26	2,8	1,11
Schwefelchlorür (S_2Cl_2)	23,2	63,4	26	2,7	1,12
Äthyljodid (C_2H_5J)	23,2	60,5	26	2,6	1,12
Trimethylamin (C_3H_9N)	23,1	63,0	26	2,7	1,12
Propylamin (C_3H_9N)	23,1	59,6	26	2,6	1,12
Äthylidenchlorid ($C_2H_4Cl_2$)	22,8	62,0	26	2,7	1,14
Äthylenchlorid ($C_2H_4Cl_2$)	22,8	59,4	26	2,6	1,14
Propylalkohol (C_3H_8O)	22,4	58,1	24	2,6	1,07
Äthylchlorid (C_3H_5Cl)	21,3	59,6	24	2,8	1,12
Äthylbromid (C_2H_5Br)	20,9	55,1	23	2,6	1,09
Azeton (C_3H_6O)	20,4	53,2	22	2,6	1,08
Allylamin (C_3H_7N)	20,4	53,0	24	2,6	1,17
Essigsäure ($C_2H_4O_2$)	18,9	43,8	20	2,3	1,06
Äthylchlorid (C_2H_5Cl)	17,9	50,2	20	2,8	1,12
Brom (Br_2)	17,9	39,4	20	2,2	1,12
Methylenchlorid (CH_2Cl_2)	17,4	46,2	20	2,7	1,15
Äthylalkohol (C_2H_6O)	16,9	44,9	18	2,65	1,07
Schwefelkohlenstoff (CS_2)	14,8	45,0	16	3,0	1,08
Schweflige Säure (SO_2)	13,7	31,0	14	2,3	1,02
Ameisensäure (CH_2O_2)	13,5	28,9	14	2,1	1,04
Chlor (Cl_2)	11,9	33,4	14	2,8	1,18
Methylalkohol (CH_4O)	11,5	29,8	12	2,6	1,04

	$\sqrt{\Sigma A}$	v_0	N	$\frac{v_0}{\sqrt{\Sigma A}}$	$\frac{N}{\sqrt{\Sigma A}}$
Kohlensäure (CO_2)	11,5	25,5	12	2,2	1,05
Äthylen (C_2H_4)	10,9	34,3	12	3,1	1,10
Wasserstoffsuperoxyd (H_2O_2)	10,0	—	10	—	1,00
Sauerstoff (O_2)	8,0	—	8	—	1,00
Stickstoff (N_2)	7,5	25,0	10	3,3	1,33
Methan (CH_4)	7,5	—	8	—	1,07
Kohlenoxyd (CO)	7,5	—	8	—	1,07
Ammoniak (NH_3)	6,7	18,0	8	2,7	1,18
Wasser (H_2O)	6,0	16,4	6	2,7	1,00
Helium (He)	2,0	—	2	—	1,00
Wasserstoff (H_2)	2,0	—	2	—	1,00

die Atome unter dem Einflusse der Lichtstrahlen in Schwingung versetzt annehmen, und nun annehmen, daß eine für alle Elemente gleiche Kraft zentrisch auf die aus ihrer Gleichgewichtslage gebrachten Atome wirkt, so wird $\lambda = 2c\pi\sqrt{\frac{A}{C}}$, wo c die Lichtgeschwindigkeit, ferner C und die bekannte Zahl π Konstanten sind[1]).

Da das kritische Volumen[2]) sehr angenähert $= 3,9\,v_0$ ist, so wird $v_k = 10,1\sqrt{\Sigma A}$; ebenso[3]) ist $b_{273} = 1,06$, v_0 und v_{273} annähernd $= 1,24\,v_0$, so daß es hiernach auch möglich ist, mit Hilfe der $\sqrt{\Sigma A}$ eine rohe Volumen- und Dichteberechnung für gewöhnliche Temperaturen zu bewirken. Die Proportionalität von Molekularrefraktion und jener Größe $\sqrt{\Sigma A}$ wird mehr noch als diejenige der sonstigen Volumengrößen durch konstitutive Einflüsse beeinträchtigt.

Die Werte N in der vorhergehenden Tabelle bezeichnen die Maximalvalenzen der Atomsummen, und wie man erkennt, ist im Mittel $N = 1,1\sqrt{\Sigma A}$. Diese Beziehung ist nach meinen früheren Arbeiten[4]) über Volumen und Valenz nicht auffallend, verdient indessen Interesse namentlich in Hinsicht auf die ionisierende Wirkung der α-Strahlen nach Bragg. Dieselbe ist hiernach einfach der im Molekül vorhandenen Valenz somit der Elektronenzahl proportional. In Anbetracht der Bedeutung der Atomgewichtswurzel schien es mir hier erforderlich, die Maximalvalenz den Berechnungen zugrunde zu legen.

Es wurde gesetzt: $H = 1$, $O = 4$ (nach Baeyer und Villiger sowie Brühl). N und $P = 5$; C, Si, $Ti = 4$, $B = 3$, $S = 6$, $Cl = 7$. Dahingegen mußte gesetzt werden für $F = 4$[1]) $Br = 10$ und $J = 13$, und wie bei den Halogenen, so ist auch eine Zunahme der Maximalvalenz allgemein in den natürlichen Elementenfamilien mit wachsenden Atomgewichten anzunehmen. Diese Annahme entspricht vollkommen den spektralanalytischen Ergebnissen der Arbeiten von Lenard[2]) und Fredenhagen[3]), und die Existenz von Verbindungen wie JCl_3 oder $CsBr_5$ spricht gleichfalls für eine höhere Valenz des Jods als des Chlors, sowie des Cäsiums gegenüber dem Kalium[4]).

Auch die Elemente der Argonfamilie zeigen ja, daß man aus der Verbindungsunfähigkeit nicht auf die Valenzlosigkeit schließen darf. So enthält der Träger der α-Strahlen, das Heliumatom, nach den neueren glänzenden Versuchsergebnissen von Rutherford zwei Elektrizitätsquanten, und ein Blick in die vorhergehende Tabelle steht hiermit im vollkommenen Einklang, denn nur in diesem Falle ist für Wasserstoff, Helium und Sauerstoff $N/\sqrt{\Sigma A} = 1,0$.

Bekanntlich verschiebt sich sowohl bei verwandten Elementen wie Verbindungen die Absorption mit wachsendem Atom- bzw. Molekulargewicht fast immer nach dem roten Ende des

1) Nach den neueren Anschauungen auf Grund der Elektronentheorie stößt diese Ableitung indessen auf Schwierigkeiten, da nicht die Atome, sondern die mit denselben verbundenen Elektronen durch die Lichtstrahlen in Schwingung versetzt werden. Voraussichtlich haben wir für die Atome zyklische Bewegungen anzunehmen, und die Quadratwurzel der Atomgewichte dürfte alsdann dem mittleren Durchmesser der zyklischen Kurven entsprechen.

2) Traube, Ann. d. Phys. (4) **5**, 552, 1901.

3) Traube, Ann. d. Phys. (4) **22**, 540, 1907.

4) Traube, Ann. d. Phys. (4) **22**, 519, 1907. Ich möchte bei dieser Gelegenheit Einwände erheben gegen gewisse Arbeiten von Gervais le Bas (Phil. Mag., Sept. 1907, und Chem. News **98**, 85 und **99**, 206, Refer. Chem. Zentralblatt **2**, 1318, 1908, und **1**, 1790, 1909). Dieser Autor stellt eine „neue Theorie des Molekularvolumens" auf, welche, soweit sie richtig ist, von mir herrührt, obwohl man, trotz gelegentlicher Erwähnung meiner Arbeiten, beim Lesen jener Arbeiten den Eindruck erlangt, als ob es sich um sehr originelle Leistungen handeln könnte. Daß Herr le Bas glaubt, das „Kovolumen" entbehren zu können (vgl. l. c., S. 350), zeigt, daß er die Bedeutung der Zustandsgleichung für den flüssigen Zustand nicht verstanden hat. Jene Arbeiten scheinen den Zweck zu haben, die von mir gefundenen Beziehungen zwischen Volumen und Valenz im Sinne der Theorie von Pope und Barlow (Trans. Chem. Soc. **89**, 1675, 1906; **91**, 1150, 1907 und **93**, 1528, 1908) gewiß nicht zu ihrem Vorteile umzumodeln.

1) Fluor hat, wie früher gezeigt wurde, dasselbe Volumen und hiernach auch dieselbe Maximalvalenz wie Sauerstoff. Damit hängt wohl der Isomorphismus beider Elemente zusammen. Vergl. auch insbesondere über die Verwandtschaft von Sauerstoff und Fluor die Ausführungen Waldens, Zeitschr. f. phys. Chem. **66**, 406, 1909.

2) Lenard, Ann. d. Phys. (4) **17**, 197, 1905.

3) Fredenhagen, Verh. d. D. phys. Ges. **9**, 407, 1907.

4) Vgl. auch Walden, Zeitschr. f. phys. Chem. **65**, 280, 1909, und Erfle, Inaug.-Diss. München 1907.

Spektrums hin. Die Substitution von Wasserstoff durch andere Gruppen wirkt fast immer bathochrom. Nach den hier gegebenen Beziehungen ist diese Beziehung von Absorption, Farbe und der Summe der Quadratwurzeln der Atomgewichte erklärlich, und es hätte erhebliches Interesse sowohl bei den Elementarspektren wie den Absorptionsspektren der Verbindungen die korrespondierenden Linien[1]) aufzusuchen, für welche $\frac{\lambda}{\sqrt{A}}$ bzw. $\frac{\lambda}{\sqrt{\Sigma A}}$ = konstant ist.

Batschinski weist l. c. auch hin auf die Bedeutung der erwähnten Arbeit von Martens für das Verständnis der Periodizität der Elemente. Wenn man an Stelle der Atomgewichte deren Quadratwurzeln setzt, so läßt sich der Satz aussprechen: Die Atome befinden sich in einem Schwingungszustande; die Größe der Schwingungsperiode charakterisiert die Eigenschaften der Elemente, die Schwingungsperiodengrößen der verwandten Elemente stehen in einfachen Beziehungen zueinander.

Die Periodizität der elementaren Eigenschaften würde hiernach gleichsam in Beziehung gesetzt zu den harmonischen Beziehungen von Schall- und Ätherschwingungen, und ich gestehe gern, daß mir der Gedanke von Batschinski[1]) sympathischer ist, als der ältere Gedanke von Mendelejeff[2]). Dennoch kann ich dem periodischen Systeme auch heute noch nicht zustimmen. So wenig wie man daran denken würde, die organischen Verbindungen trotz der auch hier vorhandenen Periodizität lediglich nach der Größe des Molekulargewichts zu systematisieren, ebensowenig trägt die Systematisierung der Elemente lediglich nach der Größe des Atomgewichts deren vielfach vorhandener Chamäleonnatur Rechnung. Wie ich früher[2]) gezeigt habe, besteht eine viel unmittelbarere Beziehung der Eigenschaften der Elemente und Verbindungen zu den Atomräumen als zu den Atomgewichen, und wenn nun auch in bezug auf die Verbindungen die Funktion zwischen den Fundamentalkonstanten der Atome: Raum und Masse festgestellt wurde, so gilt jene Beziehung zwischen Volumen und Atomgewichtswurzel nicht für die Elemente als solche.

1) Batschinski, Zeitschr. f. phys. Chem. **43**, 372, 1903.
2) Vgl. meinen Grundr. d. physik. Chem., Stuttgart, Enke, 1904.

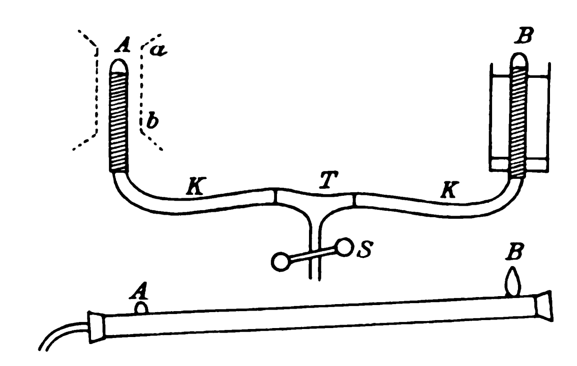
(Eingegangen 14. August 1909.)

Über den Neyreneufschen Versuch für die Abnahme des Luftdruckes mit der Höhe und seine Verwendung.

Von V. Dvořák.

Ich habe schon in dieser Zeitschrift (**2**, 492, 1901: „Bemerkung zu den Schulversuchen über die Abnahme des Luftdruckes mit der Höhe") auf den Neyreneufschen Versuch aufmerksam gemacht; seitdem ist eine ganze Reihe von Untersuchungen über diesen Gegenstand erschienen, aber die Arbeiten von Neyreneuf[1]) wurden dabei gänzlich übergangen, und schreibt man wohl gewöhnlich die Idee des Versuches Behn zu, obwohl der Behnsche Versuch nur eine Abänderung des Neyreneufschen vorstellt.

Zum Versuche von Neyreneuf nimmt man ein T-Rohr T (Fig. 1), zwei gleich lange Kaut-



schukschläuche K, und zwei etwa 10 cm lange Metallröhren (in der Figur schraffiert), alles von etwa 12 mm innerem Durchmesser. Durch einen Schrauben-Quetschhahn S läßt man Leuchtgas eintrömen, zündet die Flammen bei A und bei B an, und verkleinert sie, bis sie noch mit heller Spitze brennen; je kleiner die Flammen, desto größer die Empfindlichkeit. Eine geringfügige Hebung einer Flamme bewirkt sofort, daß sie höher wird, die andere aber niedriger[2])

Behn[3]) nimmt nur ein Metallrohr mit zwei

1) Annal. de chimie et de phys. T **25**, 167, 1882. „Mémoire sur l'écoulement du gaz et sur quelques propriétés des flammes". Im Jahre 1883 erschien noch eine Arbeit in den Mém. Ac. de Caen, S. 1—18, welche ich nur aus den Beiblättern zu den Ann. d. Phys. (1886, S. 148 „Ausfluß der Gase durch konjugierte Öffnungen") kenne. Ein Teil späterer ohne Kenntnis dieser Arbeiten angestellte Untersuchungen ist hier schon vorweggenommen; auch sind diese Arbeiten noch heute in mancher Beziehung von Interesse.

2) Neyreneuf bemerkt, Bennevides habe schon vor langer Zeit nachgewiesen, daß die Leuchtkraft der Gasflammen in Lissabon mit der Höhe zunehme; einmal brannten nur die Flammen in den höher gelegenen Stadtteilen, während tiefer die Flammen überhaupt nicht angezündet werden konnten, ohne Zweifel wegen zu geringem Gasdruck.

3) Zeitschr. f. phys. u. chem. Unters. **16**, 132, „Einige neue Versuche und Apparate aus der Mechanik und Optik", 1903.

ziemlich weiten Öffnungen A und B (Fig. 1, unten) und bemerkt dazu: „Liegt B nur um 3 mm höher als A, so ist schon die Differenz der Flammengrößen in einem großen Hörsaal überall deutlich zu sehen .....; zur Erreichung dieser Empfindlichkeit muß, wie oben vorgeschrieben, das Rohr weit sein und in dünner Wandung ziemlich weite Ausströmungsöffnungen haben . . . „dann weiter unten in einer Anmerkung: „dies ist eine wesentliche Bedingung, und diese ist bei dem Versuch von Neyreneuf, den Dvořák beschreibt, nicht erfüllt".

Dem entgegen erwähne ich nur, daß man auch die Empfindlichkeit des Neyreneufschen Versuches beliebig steigern kann, wenn man die Rohrleitungen kurz und von größerem Durchmesser nimmt, wodurch der Ausströmungswiderstand herabgesetzt wird. Schon Neyreneuf führt an, daß man Höhenunterschiede von der Größenordnung eines Zehntelmillimeters bemerken kann; er konnte sogar zwischen zwei Brennern, auch wenn sie durch lange Kautschukschläuche verbunden und recht weit voneinander entfernt waren, selbst mit dem Kathetometer keinen Höhenunterschied nachweisen, als er die Brenneröffnungen mit Hilfe der Flammengleichheit auf gleiche Höhe einstellte.

Übrigens kann man nach Neyreneuf zu dem Versuche auch ein bloßes Y-Rohr aus Metall benützen.

Mir scheint es überhaupt, daß der Behnsche Versuch, mag er auch für manche Zwecke sehr geeignet sein, für die Schule nicht recht tauglich ist. Abgesehen davon, daß man nicht wie beim Neyreneufschen Versuch, die beiden Flammen beliebig nähern und entfernen sowie leicht in der Horizontalebene bewegen kann, um zu zeigen, daß in dieser der Luftdruck gleich ist, kann dem Schüler die Beweiskraft des Versuches leicht verdächtig vorkommen. Das Rohr erhitzt sich nämlich stark, und das bei A (Fig. 1) heraufkommende Gas erhitzt sich am Wege immer mehr: es könnte also schon deshalb bei B die Flamme höher brennen, weil das Gas dort heißer ist, als bei A.

Beim Neyreneufschen Versuch kann man den Einfluß der Temperatur auf die Flammengröße sehr leicht zeigen[1]).

Man mache die Flammen so groß, daß sie eine gut sichtbare leuchtende Spitze zeigen, lösche dann die eine durch momentanes Zudrücken mit dem Finger aus und warte etwa zwei Minuten, worauf man die Flamme wieder anzündet: sie wird kaum sichtbar sein, während die andere viel höher brennt. Das eine Rohr ohne Flamme hat sich nämlich unterdessen abgekühlt, während das andere durch die Flamme noch heißer wurde; die Gewichte der Gassäulen in den beiden Rohren sind also ungleich, somit auch die Ausströmungsgeschwindigkeiten.

1) Dieser und die folgenden Versuche rühren vom Verfasser her.

Man kann auch vermittels eines Korkes einen kleinen Blechzylinder anbringen (siehe Fig. 1, rechts), und während beide Flammen in gleicher Höhe brennen, in den Zylinder kaltes Wasser gießen: sofort wird dort die Flamme ganz klein.

Wie der Neyreneufsche Versuch beim Unterricht auch anderweitig verwendet werden kann, zeigen folgende zwei Versuche.

A. Wirkung des Magnetfeldes auf Gase.

Man bringt die eine Flamme zwischen die Polflächen eines größeren Elektromagneten; bei meinem betrug die Breite ab (in Fig. 1 punktiert angedeutet) 5,5 cm, so daß ein fast gleichförmiges Feld entstand.

Läßt man die Stromstärke allmählich wachsen, so wird die Flamme zwischen den Polflächen immer kleiner und die andere größer[1]); zuletzt verlischt die Flamme ganz.

Der Versuch ist weithin sichtbar und leicht anzustellen.

B. Wirkung des elektrischen Feldes auf die Flamme.

Man stelle die eine Flamme etwa 3 cm unter die negative Polkugel einer Influenzmaschine, verbinde die Metallröhre mit dem anderen Pol und drehe äußerst langsam; sofort verlängert sich die im elektrischen Felde befindliche Flamme, während die andere kleiner wird. Es ist nämlich nach Rieß die Flamme + elektrisch und wird also vom —Pol angezogen; beim langsamen Drehen entsteht ein kontinuierlicher Elektrizitätsstrom, da ja die Flammengase leitend sind.

Stellt man die Flamme unter den +Pol, so wird sie kleiner, um nach einiger Zeit plötzlich aufzuflackern, wahrscheinlich wenn eine momentane Entladung einsetzt.

Bei allen diesen Versuchen ist es gut, wenn der Hörsaal etwas verdunkelt ist.

1) Durch Senken der zweiten Flamme kann man die Flammen wieder gleich groß machen; die Größe der Senkung könnte ein Maß für die Stärke des Magnetfeldes abgeben.

Agram, 20. Juli 1909.

(Eingegangen 22. Juli 1909.)



Beobachtungen über elektrolytische Entstehung von Silberspiegeln.

Von Rudolf Lohnstein.

Es ist bekannt, daß durch eine Anzahl organischer Substanzen, z. B. die Zuckerarten, Seignettesalz, Formaldehyd, Glyzerin, ammoniakalische Silbernitratlösung reduziert wird, wobei sich das Silber in Form eines Spiegels auf dem Glas ausbreitet; hierauf beruhen die verschiedenen Vorschriften zur Herstellung von Silberspiegeln. Wie ich nun gefunden habe, entstehen Silberspiegel auf Glas auch bei gewissen elektrochemischen Vorgängen. Daß bei der Elektrolyse von Silbersalzlösungen das abgeschiedene Silber die Neigung hat, sich auf dem Elektrolyten, bzw. der Glaswand auszubreiten, ist freilich bekannt. Die von mir beobachteten Erscheinungen sind jedoch etwas anderer Art und, soweit ich ermitteln konnte, in der Literatur noch nicht beschrieben. Deswegen, und weil sie mir ein gewisses theoretisches Interesse zu haben scheinen, möchte ich nachstehend in Kürze über meine Beobachtungen berichten.

Verbindet man eine aus destilliertem Wasser mit Silberelektroden bestehende elektrolytische Zelle mit den Polen einer Stromquelle von einigen Volt Spannung, so entsteht, da ja auch destilliertes Wasser teils infolge seiner geringen Eigendissoziation, teils durch Spuren von gelösten Stoffen eine gewisse Leitfähigkeit besitzt, ein schwacher Strom, vermöge dessen Ag an der Anode in Lösung geht. Es bildet sich eine Lösung von $Ag\,OH$, infolgedessen nimmt die Leitfähigkeit zu, bald trübt sich das Wasser durch Bildung von Silberoxyd, und bei Fortgang der Elektrolyse wird an der Kathode schwammiges Silber abgeschieden. Dieses breitet sich teilweise auf der Oberfläche der Flüssigkeit als glänzendes Häutchen aus, zuweilen, aber durchaus nicht konstant, zeigt sich hierbei in der Nähe der Elektroden auf der Glaswand rudimentäre Silberspiegelbildung; es handelt sich dabei aber nur um ganz kleine Fleckchen.

In erheblich ausgedehnterem Maße tritt Silberspiegelbildung an den Wänden und am Boden des zur Elektrolyse benutzten Glasgefäßes ein, wenn man die Elektrolyse zwischen Silberelektroden nicht mit reinem destillierten Wasser vornimmt, sondern mit destilliertem Wasser, welches gewisse organische Substanzen gelöst enthält, und zwar solche, welche die Eigenschaft haben, ammoniakalische Silbernitratlösung zu reduzieren. Es sind dies die verschiedenen Zuckerarten, Glyzerin, Gelatine, Seignettesalz. Mit Formaldehydlösungen gelang die Erzeugung von Silberspiegeln nicht. Soweit diese Substanzen selbst Elektrolyte sind, wie Seignettesalz, oder Elektrolyte einschließen, wie die Gelatine, darf man sie nur in großer Verdünnung zusetzen, weil ein sehr geringer Gehalt der Lösung an Elektrolyten eine notwendige Vorbedingung für die Entstehung des Silberspiegels auf elektrolytischem Wege zu sein scheint. Die Zuckerarten als Nichtelektrolyte kann man in höherer Konzentration verwenden, ebenso Glyzerin. Übrigens sind die durch Elektrolyse der Zuckerlösungen erzeugten Silberspiegel auch die gleichmäßigsten. Die Wirkung der Zuckerarten, ebenso des Glyzerins beruht augenscheinlich darauf, daß sie zunächst einen Teil des bei der Elektrolyse entstehenden $Ag\,OH^{\cdot}$ reduzieren und dann das gebildete Ag zum Teil in kolloidaler Form gelöst erhalten; aus der kolloidalen Lösung scheidet sich das Silber zu einem kleinen Teil dann unter Einwirkung des Stroms an den Wänden und am Boden des Gefäßes als Spiegel ab. Die Silberspiegelbildung schreitet nur so lange fort, als durch die elektrolytische Zelle Strom hindurchfließt. Die ursprünglich klare, farblose Flüssigkeit trübt sich dabei zunächst, wird dann gelblich, weiter bräunlich, schließlich mehr oder weniger schmutzig graubraun bei auffallendem Licht, während sie in durchfallendem Licht braunrot und durchsichtig erscheint. Daß es sich dabei um eine kolloidale Silberlösung handelt, erkennt man daraus, daß nach Zusatz von Elektrolyten zu der bräunlichen Lösung diese sich langsam zu einer farblosen durchsichtigen Flüssigkeit klärt, indem zugleich ein grauschwarzer Schlamm zu Boden sinkt, welcher die Eigenschaft hat, H_2O_2 zu zersetzen.

Während die Lösung diese Änderungen durchmacht, beginnt auch die Silberspiegelbildung an den Wänden des Gefäßes, und zwar zeigen sich die ersten Spuren des Silberspiegels in der Nähe der Kathode, oft schon $\frac{1}{4}$—$\frac{1}{2}$ Stunde nach Beginn der Elektrolyse, wenn man die Kathode an der Glaswand, bzw. an einer in dem Gefäß befindlichen Glasplatte anbringt.

Was speziell die elektrolytische Bildung von Silberspiegeln aus Zuckerlösungen anlangt, so erwies sich der kristallisierte Rohrzucker als am besten dazu geeignet, demgemäß habe ich die meisten Versuche mit Rohrzuckerlösungen angestellt. Im folgenden sollen noch einige Angaben über diese Versuche gemacht werden. Die Konzentration kann in weiten Grenzen schwanken; meist waren die Zuckerlösungen 1—5 proz.; jedoch bekam ich Silberspiegel schon mit einer 0,28 proz. Lösung; schwächere Konzentrationen habe ich nicht versucht. Am gleichmäßigsten werden die Spiegel bei 2—3 proz. Lösungen.

Außer mit reinen Rohrzuckerlösungen stellte



ich Versuche mit Rohrzuckerlösungen an, denen Elektrolyte in ganz schwacher Konzentration hinzugesetzt waren; und zwar wählte ich als Zusatz teils NH_3 allein, teils NH_3 und KHO gleichzeitig. Die Konzentration in bezug auf NH_3 war etwa $^1/_{100}$ Proz., in bezug auf KHO etwa $^1/_{300}$ Proz.; kleine Abweichungen nach oben und unten kommen dabei nicht in Betracht. Der Zusatz dieser Elektrolyte in der angegebenen Konzentration bewirkt, daß die Silberspiegelbildung schneller und gleichmäßiger erfolgt. Auch der Zusatz von Seignettesalz in entsprechend schwacher Konzentration zu den Zuckerlösungen ergab ziemlich gleichmäßige Silberspiegel.

Die Elektroden bestanden teils aus Silberdraht von 1,5 mm Durchmesser, teils aus Silberplatten von 0,65 mm Dicke, 2,5 cm Breite und 5 cm Höhe. Die Entfernung der Elektroden voneinander betrug bei meinen Versuchen etwa 2—8 cm; die Drahtelektroden waren meist in vertikaler Stellung an einer oder zwischen zwei vertikalen Glasplatten befestigt, auf welchen die Spiegel erzeugt wurden. Die Plattenelektroden wurden einander ebenfalls vertikal gegenüber gestellt und zwar an dem oberen Teil je einer vertikalen Glasplatte; die Spiegel entstehen dann in dem Teil der Glasplatten unterhalb der Elektroden. Bei dieser Anordnung zeigen die Silberniederschläge an der Kathode und an der Anode eine verschiedene Beschaffenheit. Die kathodischen Silberspiegel haben größere Schichtdicke, sie spiegeln teilweise auch auf der Seite der Silberschicht. Die anodischen Silberniederschläge sind meist so dünn, daß sie durchsichtig (in durchfallendem Lichte blau) erscheinen. Nicht nur in der Nähe der Elektroden, sondern auch in größerer Entfernung von diesen an den Wänden des Glasgefäßes, sowie am Boden bilden sich häufig Silberspiegel. Man kann deswegen auch in der Weise auf Glasplatten Silberspiegel erzeugen, daß man jene auf dem Boden einer flachen Schale (z. B. einer photographischen Entwicklungsschale) legt und darüber die plattenförmigen Silberelektroden vertikal schwebend anbringt. Die elektromotorische Kraft betrug bei meinen Versuchen 4,5 bis 18 Volt, je nach dem Abstand der Elektroden. Die erzeugten Silberspiegel waren bis zu 5 : 6 cm groß; bei Anwendung höherer Spannungen und entsprechender größerer Dimensionen der Elektroden und Gefäße würden sich voraussichtlich auch größere Spiegel erzielen lassen. — Die mittlere Stromstärke betrug meistens 0,5 bis 1,5 Milliampere, sowohl bei den elektrolytfreien Zuckerlösungen wie bei den Lösungen mit elektrolytischen Zusätzen; bei ersteren ist die Stromstärke im Anfang natürlich viel kleiner, sie nimmt aber bald durch das entstehende $AgOH$ zu. — Zum Schluß noch einige zusätzliche Bemerkungen. Bei den meisten meiner Versuche waren beide Elektroden aus Silber; notwendig ist nur, daß die Anode aus Silber besteht; die Kathode kann aus einem beliebigen anderen indifferenten Metall, z. B. Platin oder Kupfer, bestehen; in einigen Versuchen, in welchen ich eine Kupferplatte als Kathode nahm, ging die Silberspiegelbildung in genau derselben Weise vor sich, wie bei der Anordnung, bei welcher beide Elektroden aus Silber bestehen. — Weiter ist zu erwähnen, daß an der Anode nicht nur Ag aufgelöst wird, sondern daß bei Fortgang der Elektrolyse die Anode sich mit einer Schicht bedeckt, welche wahrscheinlich mit dem sog. elektrolytischen Silbersuperoxyd identisch ist, das auch bei der Elektrolyse von Silbernitrat zwischen Platinelektroden an der Anode sich bildet. Der Zusatz von KHO zu der Lösung hat die Wirkung, daß die Abscheidung von schwammigem Ag an der Kathode sehr erheblich verringert wird.

Ob die beschriebene Silberspiegelbildung in irgendeiner Hinsicht praktische Bedeutung gewinnen wird, läßt sich vorläufig nicht beurteilen; die Silberbeläge fallen ziemlich ungleichmäßig aus und geben nur stellenweise gute Spiegel; indes ist nicht ausgeschlossen, daß sich dieser Übelstand durch geeignete Maßnahmen beseitigen läßt. In theoretischer Beziehung, glaube ich, haben die mitgeteilten Beobachtungen ein gewisses Interesse, besonders für die Kolloidchemie; sie zeigen, daß mittels sehr schwacher elektrischer Ströme das Silber aus dem metallischen Zustand zunächst in den Ionenzustand, und aus diesem teilweise in den kolloidalen Zustand sich überführen läßt.

(Eingegangen 29. Juli 1909.)

Einige Versuche über Oberflächenspannung.

Von H. W. Fischer.

Die im folgenden beschriebenen Versuche knüpfen an die bekannte Tatsache an, daß eine Nadel, die man vorsichtig auf Wasser legt, nicht untersinkt, sondern auf der Oberfläche des Wassers liegen bleibt[1]). Die Versuche sind nicht mit Nadeln, sondern mit Stückchen eines einige Hundertstel Millimeter starken Kupferbleches ausgeführt. Ein solches Plättchen bleibt auch in der Oberfläche hängen.

Die Erklärung dafür ist bekanntlich darin zu suchen, daß die Oberflächenspannung größer ist, als die von der Erde ausgeübte Anziehung,

1) Vgl. Chwolson, L. d. Phys. 1, 568, 1902.



d. h. für ein kreisförmiges Plättchen von Radius r und der Masse m

$$2\pi r\alpha > gm \text{[1]}. \quad (1)$$

Je größer α ist, desto größer kann die Masse der Platte sein, ohne daß diese untersinkt. Dasselbe Kupferplättchen, das auf Wasser schwimmt, sinkt in Petroleum, weil es durch dieses viel leichter benetzt wird.

Solange aber die Ungleichung (1) erfüllt ist, befindet sich das Plättchen sogar in einer vollkommen stabilen Lage. Denn drückt man es etwas unter die Oberfläche, so kehrt es nach einiger Zeit wieder in seine frühere Lage zurück.

Doch läßt sich leicht in der üblichen Weise andererseits nachweisen, daß das Plättchen von Wasser benetzt wird, denn eine schwache, an ihm befestigte Spiralfeder läßt sich erheblich ausziehen, ehe das Plättchen abreißt. Ein unbenetzbares Plättchen müßte dem elektrischen Strome ferner einen erheblichen Übergangswiderstand bieten, auch das ist nicht der Fall.

Jedes Oberflächensystem versucht seine Oberfläche möglichst zu verkleinern. In dem vorn spitzen Teile eines dreiseitigen prismatischen Glastroges steigt das Niveau bekanntlich in der Form einer Hyperbel an. Ein ebenes dreieckiges Kupferplättchen, das man in diesen erhöhten Teil hineinstößt, zuckt sofort in den ebenen Teil zurück, sobald man es losläßt. Ein der Niveaufläche angepaßtes Plättchen bleibt aber oben liegen. Daß die Oberflächenspannung imstande ist, das Plättchen gegen die Gravitation zu heben, läßt sich eleganter mit Hilfe eines ebenso, wie der Glastrog geformten Ebonithohlprismas zeigen. Diesmal steht in dem engen Teile das Wasser tiefer. Das ebene Plättchen schwimmt dann in den höher gelegenen Teil hinauf, sich genau in der Mitte haltend. Da aber die Oberflächenspannung jetzt gegen die Gravitation arbeitet, so geschieht die Bewegung viel langsamer.

Setzte ich in die Formel (1) für m seinen Wert

$$= 2\pi r^2 s \cdot d.$$

Worin s das spezifische Gewicht und d die Dicke bedeutet, so erhalte ich

$$2\alpha = g r s d. \quad (2)$$

D. h. je kleiner der Radius des Plättchens ist, desto stabiler ist seine Lage in der Oberfläche. Sehr kleine plattenähnliche Körper werden sich also auch bei geringer Oberflächenspannung gegen Wasser dauernd in der Oberfläche halten.

Nun beschrieb vor kurzem E. Wiedemann (Verh. d. D. Phys. Ges. 1909, 263) folgenden Versuch:

„Besonders deutlich lassen sich die Erscheinungen beobachten, wenn man einen an einem dünnen Drahte aufgehängten Magnetstab gerade die Wasseroberfläche berühren läßt und diese kräftig anraucht. Aus einer Schwingung mit mäßiger Dämpfung wird eine aperiodische Bewegung. Rührt man nun das Wasser um, so tritt die alte Beweglichkeit wieder auf".

Tabakrauch besteht, wie Zsigmondy (Zur Erkenntnis d. Kolloide, S. 152) gezeigt hat, aus zahlreichen ultramikroskopischen Teilchen, die, wie wir eben gezeigt haben, wegen ihrer Kleinheit in der Oberfläche hängen bleiben werden. Einer Verschiebung ihrer Gesamtheit, wie es jede Schwingung des Magnetstabes erheischet, werden sie wegen ihrer großen Gesamtoberfläche einen großen Reibungswiderstand entgegensetzen. Vielleicht lassen sich auch gewisse optische Erscheinungen („Oberflächenschichten" z. B.) durch eine „Verstaubung" von Oberflächen erklären.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, den 28. Juni 1909.

(Eingegangen 20. August 1909.)

[1] S. 543.

Neue Quecksilberunterbrecher.

Von Friedrich Dessauer.

Wer sich mit der Technik des Induktoriums und des Unterbrechers befaßt hat, kennt die Schwächen der mechanischen Unterbrechungsvorrichtungen, die dem Wehneltunterbrecher den Weg zur Einführung ebneten. Der Platinunterbrecher in seinen verschiedenen Modifikationen verträgt die Strombelastung nicht, welche von einem modernen Röntgeninstrumentarium oder einer Station für drahtlose Telegraphie gefordert werden muß; aber auch der Quecksilberunterbrecher hatte enge Grenzen seiner Leitungsfähigkeit.

Früher waren diese Grenzen noch enger. Man verfügte nur über Quecksilbertauchkontaktunterbrecher, die teilweise von dem Eisenkern des Induktoriums, teilweise von einem kleinen Motor angetrieben werden (Motorunterbrecher). Die geringe erreichbare Schwingungszahl des ein- und austauchenden Stachels, das Wippen des Quecksilbers, das Nachziehen von Tropfen beim Heraustauchen ließen weder größere Strombelastung noch hohe Frequenz, ja nicht einmal zuverlässig gleichmäßiges Arbeiten zu. Das Verdienst, diese engen Grenzen etwas erweitert zu haben, kommt Nicola Tesla und Hans Boas zu. Sie brachten Quecksilberunterbrecher auf Grund des Rotationsprinzips. Dünne Quecksilberstrahlen spritzten im Kreise herum gegen Kontaktzähne (Boas) oder ein Zahnkranz schnitt bei seiner Kreisbewegung durch einen ruhenden Quecksilberstrahl (Tesla). Dutzende von Modifikationen

dieser Unterbrecher sind entstanden, immer gekennzeichnet durch das strahlenförmige Ausspritzen von Quecksilber wider eine Kontaktfläche.

Diese Unterbrecher waren wesentlich besser. Sie arbeiteten regelmäßig und die Unterbrechungszahl konnte erhöht werden. Dagegen war es um die unterbrochene Stromstärke immer noch schlecht bestellt. Die feinen Quecksilberstrahlen vertrugen keine hohe Strombelastung. Die meisten Modelle verschlammten überdies leicht.

Die Forderungen, die man an einen Quecksilberunterbrecher stellen muß, lassen sich einteilen in allgemeine und spezielle. Allgemeine Forderungen sind diejenigen, welche durch das ganze System — Induktor, Unterbrecher, Kondensator — und durch seinen Zweck — häufig die Erzeugung von Röntgenstrahlen — gebildet werden.

In der Figur 1 ist das allgemeine Schema des Stromverlaufs bei der Tätigkeit eines Unterbrechers dargestellt. Bei *a* wird Kontakt gebildet, der Strom steigt unter Überwindung des Selbstinduktionshindernisses bis zu seinem Maximum *b*. Dieser Anstieg *a—b* soll möglichst sanft sein, damit die Spannung der in der Sekundärspule bewirkten Induktion, der Schließungsinduktion möglichst klein bleibt. Manche Unterbrecher lassen den Strom über die Erreichung seines Maximums hin ausgeschlossen. Diese Phase *b—c* bewirkt keinen Nutzen. Es ist zu verlangen, daß *c* möglichst mit *b* zusammenfällt. Andererseits soll der Unterbrecher nicht so konstruiert sein, daß *b—c* negativ wird, d. h. also der Unterbrecher vor Erreichung des Maximums den Magnetisierungsstrom unterbricht. Das kommt auch häufig vor, insbesondere dann, wenn die Tourenzahl des Apparates sehr groß ist, also die Zeiten für die einzelnen Phasen kleiner werden. Dann wird die Kontaktdauer häufig zu kurz, wenn nicht geeignete Vorrichtungen eine Verlängerung der Kontaktdauer ermöglichen.

Die Phase *c—d*, die Unterbrechungsphase, soll möglichst kurz sein. Tatsächlich hängt der Abfall, wie Tesla in seinen Unterbrecherpatenten aus den Jahren 1897 und 1898 bereits ausführt in hohem Maße von der Geschwindigkeit der Kontaktentfernung ab. Aus seinen Untersuchungen folgert Tesla, daß der bei der Untersuchung entstehende Öffnungsfunke, der den Ablauf *c—d* verzögert, mit dem Quadrate derjenigen Geschwindigkeit abnehme, mit der die beiden Kontakte sich voneinander entfernen. Diese Überlegung war für Tesla der Ausgangspunkt seiner Konstruktion.

Endlich kommt die Phase *d—a*, d. i. die Pause zwischen einer Unterbrechung und dem nächsten Stromschluß. Diese Phase soll zwar nicht zu lang sein, doch darf sie bei mechanischen Unterbrechern, die mit Kondensatoren arbeiten, keineswegs gleich Null werden, damit der Kondensator und das mit ihm gekuppelte Schwingungssystem ausschwingen kann. Man kann allgemein sagen, daß außer der Erzeugung einer großen Unterbrechungsfrequenz es von Wichtigkeit sei, daß die Aktivitätsphase *a—b* möglichst lange im Vergleich zu den Inaktivitätsphasen *b—c* und *d—a* sei.

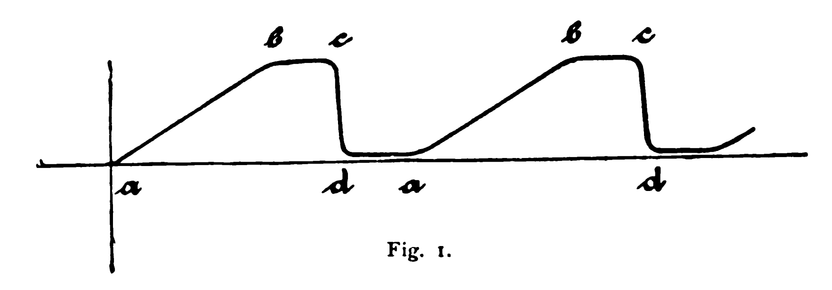


Fig. 1.

Sind dies allgemeine Forderungen für jeden mechanischen Unterbrecher, so lassen sich aus der Praxis heraus noch andere Konstruktionsforderungen ableiten. Damit die unterbrochene Stromstärke und damit die Leistung des Apparates möglichst hoch gesteigert werden könne, muß der Kontakt sehr innig sein und Tropfenbildung und Nachschleppen von Quecksilberteilchen nach Kräften vermieden werden. Es empfiehlt sich nicht, dünne Quecksilberstrahlen auftreffen und dabei unvermeidlicherweise zerstäuben zu lassen. Vielmehr ist rätlich, den festen Kontakt tief ins Quecksilber eintauchen zu lassen.

Eine weitere mechanische Forderung geht dahin, alle überflüssigen Bewegungen im Innern der Quecksilbergefäße zu vermeiden. Das Quecksilber muß mit Deckflüssigkeit (Petroleum, Alkohol) überdeckt sein. Bewegen sich in der Flüssigkeit zahlreiche und besonders mit Vorsprüngen, Nischen ausgestattete feste Körper, so wirken sie wie ein Rührwerk, vermischen Deckflüssigkeit und Quecksilber und leisten der Verschlammung Vorschub. Deshalb sind gleitende und reibende Teile im Innern mög-

lichst zu vermeiden. Überhaupt soll Einfachheit möglichst gewahrt bleiben, denn sie bedeutet Zuverlässigkeit auf die Dauer.

Der Hauptgesichtspunkt für die geistreichen Konstruktionen Teslas war neben der Erzeugung großer Frequenz die möglichst rapide Trennung der Kontakte. Er beschrieb 1898 ein Modell (Elektrot. Zeitschrift No. 40, S. 671 ff.), das neuerdings mit geringerer Modifikation seitens der Elektrizitätsgesellschaft Sanitas unter dem Namen Rotax-Unterbrecher (Fig. 2) auf den Markt gebracht ist. Ein Quecksilber und Petroleum enthaltendes Gefäß wird in rasche Rotation versetzt. Das Quecksilber Q legt sich durch die Zentrifugalkraft gehoben als Ring

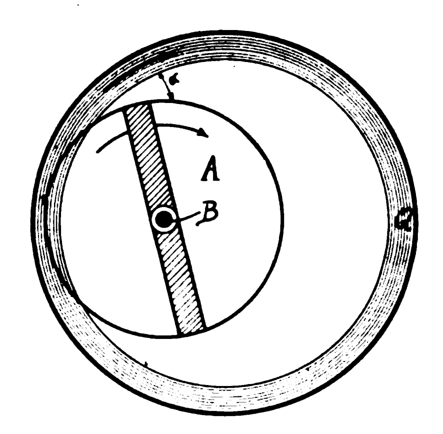


Fig. 2.

an die Gefäßwandung an. Exzentrisch zur Achse des Rotationsgefäßes ist ein Kontakträdchen A mit feststehender Achse B eingeführt, wie die Figur es zeigt. Dieses Rädchen (bei Tesla war es ein Sternrad) ist an der Oberfläche gezahnt um Brückenbildung von Kontakt zu Kontakt durch Quecksilberteilchen zu vermeiden. Das Rädchen wird von dem Quecksilber mitgerissen, schließt den Strom und unterbricht ihn. Dieser Unterbrecher arbeitet ganz brauchbar. Die Schwierigkeit, einem leicht drehenden Rädchen, das als Kontakt funktionieren soll, den Strom sicher zuzuführen, ist bei dem Sanitasmodell durch einen Quecksilberkontakt hinreichend gelöst. Dagegen ist die Abreißgeschwindigkeit der Kontakte naturgemäß nicht sehr groß, weil der Quecksilberring und das Kontaktrad sich im gleichen Sinne bewegen. Dagegen ist der Kontakt selbst solange noch genügendes metallisches Quecksilber vorhanden ist, innig, da das Rädchen tief in das Quecksilber eintaucht.

Beim Rekordunterbrecher (Fig. 3) von Reiniger, Gebbert & Schall wird der Quecksilberring Q auf gleiche Weise hergestellt. In ihn stechen radial bewegte vibrierende Festkontakte A ein. Diese Festkontakte machen die

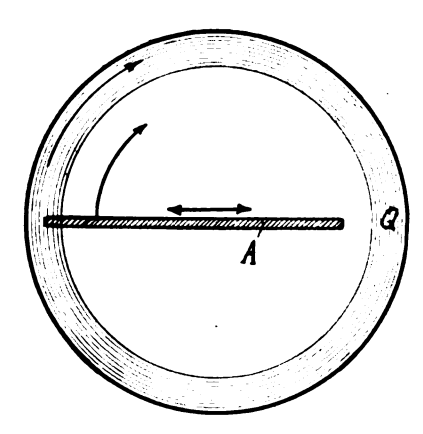


Fig. 3.

Rotation gleichfalls mit, haben also eine kombinierte Bewegung: Drehung und radiale Oszillation. Als Abreißgeschwindigkeit kommt natürlich nur die radiale Bewegung in Frage. Deswegen ist die Abreißgeschwindigkeit klein. Da die Zentrifugalkraft diametral entgegengesetzt der Abreißbewegung ist, bilden sich keine Tropfen. Die Verschlammung ist äußert gering, die Belastbarkeit ist gut, dagegen ist der Bewegungsmechanismus der kreisenden und oszillierenden Stifte kompliziert und gibt zu starken Vibrationen Veranlassung, wenn man den Unterbrecher ohne federnde Aufhängung auf den Tisch stellt.

Die möglichst vollständige Vermeidung von Verschlammung und das Bestreben nach Vereinfachung brachte mich auf den Gedanken, einen Unterbrecher auf Grund der Überkreuzung von Bewegungskurven zu konstruieren. In der Fig. 4 ist A ein Quecksilbergefäß, das um die schräggestellte Achse B rotiert. Durch die Fliehkraft erhebt sich der Quecksilberring Q und nimmt bei nicht zu hoher Tourenzahl

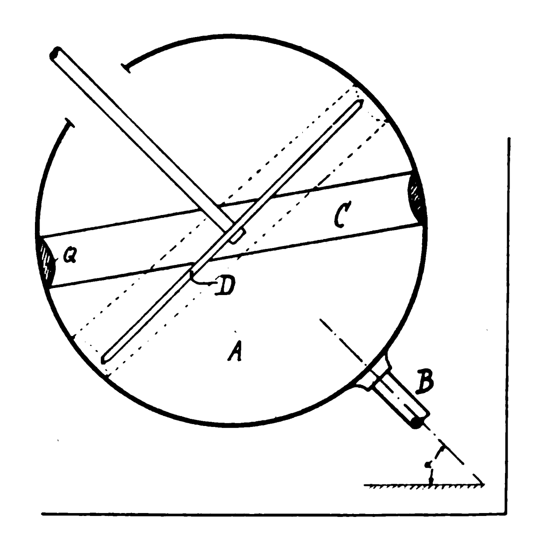


Fig. 4.

unter dem Einfluß der Schwere eine Lage an, die der dick ausgezeichneten Linie *C* entspricht. Man braucht dann lediglich in dem Gefäße selbst Kontaktstellen anzubringen, oder wie die Fig. 4 andeutet, Innenkontakte *D* fest zu verbinden. Ihre Bewegungsebene überschneidet alsdann die Rotationskurve des Quecksilbers und man hat einen Unterbrecher vor sich, der jedenfalls an Einfachheit nicht mehr übertroffen werden kann. Ich habe diesen Unterbrecher ausgeführt. Es gibt eine beschränkte Leistung. Abgesehen davon, daß die spitzwinklige Trennung der Kontakte nicht sehr günstig erscheint, arbeitet er auch nur mit geringen Tourenzahlen. Denn wie vorauszusehen war, überwog bei zunehmender Rotationsgeschwindigkeit der Einfluß der Zentrifugalkraft über den Einfluß der Schwere und die Rotationsebene des Quecksilberringes nahm immer mehr die Senkrechte zur Achse an. (In Fig. 4 gestrichelte Linie.) Damit hört natürlich die Überkreuzung der Rotationsebenen und die Ursache zur Unterbrechung auf.

Kehrt man aber, wie's Fig. 5 andeutet, die Anordnung um, so erhält man einen recht

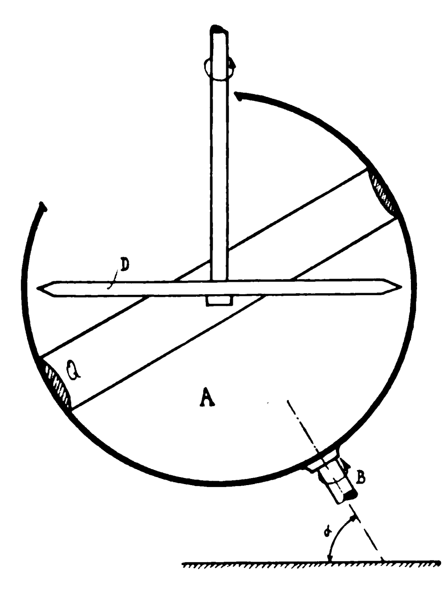


Fig. 5.

brauchbaren Unterbrecher, der aber nur für größere Tourenzahl verwendbar ist. Er hat den Nachteil der spitzwinkligen Kontaktbewegung, ferner den, daß der Stromkreis des Induktoriums erst eingeschaltet werden darf, wenn eine ziemlich große Tourenzahl erreicht ist. Vorher bildet der Unterbrecher sonst Kurzschluß.

Ich ging zu einem anderen Prinzip über, nämlich zur Deformation der Rotationskurve. Damit glaube ich einen Erfolg erzielt zu haben. Denn die nach diesem zum Patent angemeldeten Prinzip von den Veifa-Werken in Aschaffenburg hergestellten Unterbrecher geben unter merkwürdig günstigen Bedingungen eine Leistung, wie man sie an mechanischen Unterbrechern wohl kaum kennt. Der Grund ist sehr einfach. Die Unterbrechungsgeschwindigkeit, d. h. die Schnelligkeit der Trennung der Kontakte ist gleich der vollen Peripheriegeschwindigkeit des rotierenden Gefäßes. Der Unterbrechung geht eine äußerst intensive Kontaktbildung voraus. Außer einem einzigen feststehenden Körper dem sogenannten Deviator oder wie er im nachfolgenden genannt ist, Messer, befindet sich kein die Flüssigkeitsbewegung störender Teil im Innern des Gefäßes. Es gibt keine mechanischen Rücksichten, wie etwa das Mitreißen eines Kontaktrades oder die Oszillationsbewegung eines Kontaktstiftes, welche die Geschwindigkeit der Bewegung eng begrenzen. Die Verschlammung ist tatsächlich unglaublich gering. — Die nötige Quecksilbermenge ist winzig, etwa 8—12 cm. Von einer irgendwie nennenswerten Abnutzung kann wohl nach Lage der Sache kaum die Rede sein. Auch Kontakte, die technische Schwierigkeiten bieten, wie der Radkontakt des Tesla- bezw. Rotaxunterbrechers existieren nicht.

Es ist selbstverständlich, daß man das Prinzip dieses Unterbrechers, die Deformation einer Rotationskurve zu verschiedenen Ausführungsformen ausgestalten kann. Im nachfolgenden gebe ich die von den Veifa-Werken übernommene Konstruktion an (Fig. 6).

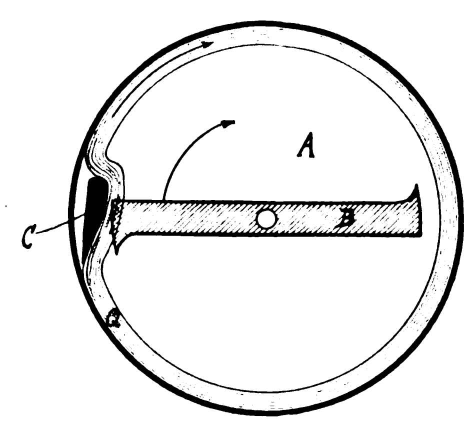


Fig. 6.

Ein um seine Achse rotierendes Gefäß *A* schleudert das Quecksilber in einem Ring herum. Fest verbunden rotieren mit dem Gefäße die Kontakte *B*, die in Fig. 6 als Kontaktstifte gezeichnet, ebensogut aber auch als Rad mit Metallsegmenten und dergleichen ausgebildet sein können. Die Anzahl dieser Kon-

taktstifte oder Segmente richtet sich nach der gewünschten Unterbrechungsfrequenz.

Die Kontaktstifte sind so eingebaut, daß sie normal den Quecksilberreif nicht berühren.

In das Gefäß taucht ein „Messer" oder „Deviator" genannter Körper C ein, der sich nicht mit dem Quecksilber Q bewegt. Er wird im allgemeinen feststehen, kann aber auch entgegengesetzt rotieren, oder, wobei die Unterbrechungszahl abnimmt, im gleichen Sinne rotieren, aber mit niederer Geschwindigkeit. Dieses Messer ist gewölbt gebaut, so daß es mit großer Geschwindigkeit an seine Schneide herantretende Quecksilber an ihm emporläuft und darüberströmend sich dem Kontaktstift nähert. Wird der Einfachheit halber angenommen, daß dieses Messer steht, so wird das umlaufende Quecksilber an einer festen Stelle in seiner Umlaufsfigur derartig deformiert, daß jedes mitrotierende Kontaktstück in seinem Umlauf einmal eintaucht. Es ist evident, daß das Messer durch einen anderen geeigneten Körper ersetzt werden kann. Zum Beispiel durch ein Stück, welches die Quecksilberbewegung nach oben oder nach unten ablenkt. Das Prinzipielle und Neue an der Konstruktion ist, daß eine durch zentrifugale Bewegung erzeugte Bewegungsfigur eines flüssigen Leiters (Quecksilberring) an einer oder mehreren Stellen derart deformiert wird, daß ein den zweiten Kontakt bildender fester Leiter an dieser bezw. diesen Stellen mit dem Quecksilber in Verbindung kommt, Kontakt und Unterbrechung bildet. Das charakteristische dieser Unterbrechergattung ist also die „Deformation einer Schleuderfigur zum Zwecke der Kontakterzeugung".

(Eingegangen 7. August 1909.)

Zur Theorie des Wehneltunterbrechers.

Von Paul Ludewig.

In einer Anzahl[1]) von Arbeiten behandelt Paul Bary das Problem der elektrolytischen Unterbrecher von einem neuen Gesichtspunkte aus. Ihm erscheint der physikalische Vorgang, der sich im Wehnelt- und Simonunterbrecher abspielt, in den zahlreichen Arbeiten, die bisher über diesen Gegenstand geschrieben sind, noch nicht genügend erklärt. Nachdem die Ursache des eigenartigen Vorgangs von Wehnelt[2]) zuerst in dem Vorhandensein eines aus Selbstinduktion und Kapazität bestehenden

1) L'Éclair. électr. **51**, 37, 1907; C. R. **147**, 570, 1908; L'Éclair. électr. **6**, 136 u. 172, 1909.
2) Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. 1899, S. 53.

Schwingungskreises, in einer späteren Arbeit[1]) allein in der Elektrolyse gesucht wurde; nachdem H. Th. Simon[2]) den Vorgang nur durch die durch Joulewärme erzeugte Verdampfung der Flüssigkeit erklärt hat; nachdem Clupathy[3]) in einer längeren Arbeit den Peltiereffekt an der Berührungsstelle Platin-Schwefelsäure für groß genug hielt, um die Flüssigkeit zu verdampfen, versucht Paul Bary jetzt auf einer anderen physikalischen Erscheinung eine Theorie für die elektrolytischen Unterbrecher aufzubauen.

Er geht von der Erscheinung aus, daß in einem vom Strom durchflossenen Flüssigkeitsfaden infolge der elektromagnetischen Wirkung der einzelnen Stromelemente bei genügender Stromdichte sich eine Einschnürung bildet, die sich bis zum Zerreißen des Fadens verengt, und nimmt an, daß bei den elektrolytischen Unterbrechern diese „elektromagnetische Striktion" an der Stromeinschnürungsstelle die einzige Ursache für das Zustandekommen der Unterbrechungen sei.

Leider sind ihm bei der Durchsicht der Literatur meine Arbeiten[4]) über diesen Gegenstand vollkommen entgangen. Es ist ihm daher auch unbekannt, daß eine Theorie nicht zugleich für Loch- und Stiftunterbrecher — er macht keinen Unterschied zwischen den beiden — gemeinsam gelten kann, weil man es mit zwei ganz verschiedenen Vorgängen zu tun hat. Es sei mir daher vergönnt, kurz die Widersprüche zwischen seiner Auffassung und den von mir früher gefundenen experimentellen Ergebnissen anzuführen.

Der Druck in der Mitte eines vom Strom $\mathfrak{J}$ durchflossenen Flüssigkeitsfadens infolge der elektromagnetischen Striktion ist nach Bary[5]) durch die Gleichung gegeben

$$p = \frac{\mathfrak{J}^2}{\pi R^2} = \frac{4\mathfrak{J}^2}{\pi d^2}, \qquad (1)$$

wo R bezw. d der Radius bezw. der Durchmesser des Flüssigkeitsfadens ist.

Nimmt man mit Bary an, daß die Stromabschnürungen beim Betriebe des Wehneltunterbrechers nur durch diesen Druck verursacht werden, so ergibt sich nach Bary[6]) die Zahl der Unterbrechungen zu

$$N = \frac{1}{\frac{L}{R}\log\text{nat}\frac{E}{E - AR\sqrt{P-T}} + t'}, \qquad (2)$$

wo

L die Selbstinduktion des Kreises,
R der Ohmsche Widerstand,

1) Wied. Ann. **68**, 233, 1899.
2) Wied. Ann. **68**, 272, 1899.
3) Wied. Ann. **9**, 147, 1902.
4) Göttinger Diss. 1907 und Ann. d. Phys. **25**, 467, 1908; Ann. d. Phys. **28**, 175, 1909.
5) L'Éclair. électr. **51**, 41, 1907.
6) L'Éclair. électr. **6**, 172, 1909.

E die Betriebsspannung,
A eine dem Unterbrecher eigentümliche Konstante,
P der Druck der über der Unterbrechungsstelle stehenden Flüssigkeitssäule,
T Dampfspannung der Flüssigkeit,
t' die Zeit des Stromabfalls nach der Unterbrechung.

Die Formel gibt zwar qualitativ den Einfluß der Selbstinduktion und der Betriebsspannung wieder, ebenso den Einfluß des Widerstandes *R* und den Einfluß von *P* und *T*, wie man aus der untenstehenden, durch Reihenentwicklung erhaltenen Umformung der Formel ersieht.

$$N=\frac{1}{\frac{LA\sqrt{P-T}}{E}+\frac{LA^2\sqrt{P-T^2}}{E^2\;2}R+\frac{LA^3\sqrt{(P-T^3)}}{E^3\;3}\cdot R^2\cdots+t'}. \qquad (3)$$

Daß aber diese Theorie niemals für beide Unterbrechertypen gemeinsam gelten kann, ergibt sich aus der früher von mir gefundenen Tatsache, daß der Wehnelt- und der Simonunterbrecher unter gleichen Versuchsbedingungen nicht gleiche Unterbrechungszahlen besitzen. Die von mir aufgenommenen Photographien des Wehneltstiftes beim Betriebe[1]) zeigen deutlich, daß im Wehneltunterbrecher die Elektrolyse die Hauptrolle spielt. Für den Wehneltunterbrecher ist also die Barysche Theorie sicher abzulehnen.

Auf den Lochunterbrecher angewandt, scheint sie auf den ersten Blick einen gewissen Grad von Berechtigung zu haben, besonders, da in ihm — wie die Barysche Theorie verlangt — die Stromrichtung beliebig ist. Es ist daher nötig, die Größenordnung der durch Formel (1) gegebenen Kräfte für ein paar praktische Fälle durchzurechnen. In der Tabelle ist eine derartige Versuchsreihe zusammengestellt, und zwar sind vier Beispiele[2]) mit möglichst heterogenen Versuchsbedingungen ausgewählt. Zur Berechnung des Druckes, der in der Mitte der Unterbrechungsstelle herrscht, sind in Formel (1) als *J* die maximalen Werte des Stromes eingesetzt. Die so erhaltenen Werte sind, wie man sieht, außerordentlich gering und gegenüber dem Gegendruck der über dem Loch stehenden Flüssigkeitssäule vollkommen zu vernachlässigen. Die elektromagnetische Striktion mag daher vielleicht an sich bei dem Phänomen der elektrolytischen Unterbrecher auftreten, die durch sie ausgelösten Kräfte sind aber so gering, daß sie nur eine ganz untergeordnete Rolle spielen und z. B. beim Lochunterbrecher gegenüber der Hauptwirkung der infolge der Joulewärme eintretenden Verdampfung ganz in den Hintergrund treten. Zum Vergleich sind in der Tabelle auch die Anzahl der während einer Unterbrechung ausgelösten Grammkalorien eingetragen und daraus — unter Vernachlässigung der Wärmeleitung, die speziell bei langsamen Unterbrechungen eine Rolle spielen wird — die Dampfmengen berechnet, die durch sie durch Erhitzen bis zum Siedepunkt und Verdampfen erzeugt werden können. Ein Vergleich mit der Größe des Lochinhaltes ergibt, daß diese Dampfmenge bei weitem hinreicht, um das Loch vollkommen mit Dampf zu erfüllen. Die Simonsche Theorie, deren Richtigkeit ich für den Lochunterbrecher nachgewiesen habe, ist also durch Herrn Bary nicht widerlegt.

Lochunterbrecher.

Nr.	*d*	*E*	*L*	*N*	Dauer einer Unterbrechung	J_{eff}	J_{max}	g/Kal.	Erhitzte und verdampfte Menge von Wasser	Gebildete Dampfmenge	Inhalt des Loches	*p*	Höhe der *p* entsprechenden Wassersäule
	mm	Volt	Henry	pro sec	sec	Amp.	Amp.		g	cm³	cm³	Dyn. pro cm²	cm
102	3	60	0,085	9	0,11	6,5	7,67	6,88	0,01	17,7	0,0056	8,4	0,008
107	3	100	0,0195	69	0,0145	10,8	13,25	2,95	0,0047	7,5	0,0056	24,5	0,025
114	2	60	0,085	48	0,02	3	4,5	0,59	0,0009	1,44	0,0025	6,4	0,006
119	2	100	0,0195	175	0,0057	6,5	9,6	0,6	0,00097	1,55	0,0025	29,3	0,029

1) Ann. d. Phys. **28**, 186 ff., 1909.
2) Die Beispiele sind der Tabelle 1 meiner Dissertation: Über die sogenannten elektrolytischen Stromunterbrecher, Göttingen 1907, S. 29, entnommen.

Elektrotechnisches Institut des Physikalischen Vereins zu Frankfurt a. M., Juli 1909.

(Eingegangen 9. Juli 1909.)



BESPRECHUNGEN.

Jahrbuch der Naturwissenschaften. XXIII. 1907—1908. Herausgegeben von M. Wildermann. Lex. 8. XII u. 509 S. mit 29 Abbildungen. Freiburg B., Herdersche Verlagshandlung. 1908. Gebunden M. 7.50

Bei allen Jahrbüchern über derartig breite Gebiete wie die gesamten Naturwissenschaften wird die Willkür in der Auswahl des Referierten stets eine besonders große sein und die wenigsten Referenten werden das Glück und die Fähigkeiten haben, gerade das auszuwählen, was sich späterhin einmal als besonders wertvolle Erkenntnis erweist. Diese Überzeugung drängte sich dem Berichterstatter bei diesem Jahrgange besonders deutlich auf, ohne daß damit dem Jahrbuche eine Schwäche vorgeworfen werden soll Dagegen sollten Fehler wie 1 Karat gleich 205 Gramm (S. 201) nicht vorkommen, ebenso sollte beim Referat einer französischen Arbeit das Wort Potassium nicht unübersetzt ins Deutsche übernommen werden (S. 203) u. dergl. Derartige Einzelheiten beeinträchtigen allerdings den Wert des Ganzen für weitere Kreise naturwissenschaftlich Interessierter kaum. E. Bose.

William Ramsay, Einleitung in das Studium der physikalischen Chemie. Übersetzt von Max Iklé. 8. 83 S. Leipzig, Joh. Ambros. Barth. 1908. M. 1.60

Eine ganz kurze wesentlich historisch gehaltene Darstellung der allerwichtigsten Grundgesetze physikalisch-chemischer Vorgänge, wie sie klarer kaum gedacht werden kann. Namentlich dem mit dem Gegenstande Vertrauten, der in einem Zuge diese Einleitung durchlesen kann, winkt ein eigenartiger Genuß. Der Name des Übersetzers ist den Lesern dieser Zeitschrift wohlbekannt und erübrigt sich dadurch ein besonderer Hinweis auf die Güte der Übertragung ins Deutsche. E. Bose.

Eduard Riecke, Lehrbuch der Physik. Zwei Bände. 4. Auflage. gr. 8. XVI, 580 u. XII, 742 S. mit 466 u. 333 Fig. Leipzig, Veit & Co. 1908. M. 26.—, gebunden M. 28.—

Eduard Rieckes seit 13 Jahren bewährtes Lehrbuch der Physik ist dem Referenten fast seit dem Beginne seines Studiums ein hochgeschätzter Führer gewesen, dem bei Gelegenheit des Erscheinens dieser Auflage lebhaftesten Dank abzustatten dem Schreiber dieser Zeilen ein inneres Bedürfnis ist. Es ist hier nicht der Ort, im einzelnen die Vorzüge des bewährten Werkes zu analysieren, so daß es bei der Anzeige des Erscheinens einer neuen Auflage sein Bewenden haben muß. E. Bose.

Tagesereignisse.

Der **erste internationale Radiumkongreß** soll im nächsten Jahre in Brüssel stattfinden. Als Teilnehmer haben bis jetzt u. a. zugesagt: Sv. Arrhenius, Sir Will. Crookes, Mme. Curie, Sir Will. Ramsay, E. Rutherford.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Wien Dr. J. Nabl für Physik, am Polytechnikum in Zürich Dr. G. Du Pasquier für Mathematik und Dr. A. de Quervain für physikalische Geographie und Meteorologie, an der Deutschen Technischen Hochschule in Prag Dr. A. Grünwald für Geometrie, an der Technischen Hochschule Danzig Dipl.-Ingenieur H. Roth für Elektromaschinenbau, an der Technischen Hochschule Aachen Dr. P. Oberhoffer für physikalische Metallurgie.

Mit Vorlesungen beauftragt: An der Akademie Posen der Oberlehrer Professor W. Könnemann für Physik, der Oberlehrer Professor Dr. H. Thieme für Mathematik, an der Columbia-Universität in Neuyork der Professor für angewandte Mathematik Dr. C. Runge in Göttingen.

Ernannt: Der Privatdozent für anorganische Chemie an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Paul Rohland zum a. o. Professor daselbst, der ord. Professor der Astronomie an der Universität Wien Dr. Josef v. Hepperger zum Direktor der Universitätssternwarte ebenda, der ord. Professor der Astronomie und Direktor der Sternwarte an der Universität Göttingen Dr. Karl Schwarzschild zum Direktor des Astrophysikalischen Observatoriums in Potsdam, als Nachfolger H. Vogels, der a. o. Professor für Mathematik an der Universität Berlin Dr. R. Lehmann-Filhés zum ord. Professor, der Privatdozent Dr. A. Kliegl an der Universität Tübingen zum 1. Assistenten des chemischen Instituts (als Nachfolger von E. Wedekind), zum Direktor der Sternwarte und ord. Professor der Astronomie an der Universität Göttingen der Observator am Astrophysikalischen Observatorium in Potsdam Professor Dr. J. Hartmann (als Nachfolger von K. Schwarzschild).

Berufen: Der Professor der Physik an der Staatsuniversität von Jowa Dr. K. E. Guthe zum Professor der Physik an der Universität von Michigan.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 20. 15. Oktober 1909. Redaktionsschluß für No. 21 am 16. Oktober 1909. 10. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Elektrodynamik Minkowskis.

Von Gunnar Nordström.

Die im elektromagnetischen Felde wirkende ponderomotorische Kraft leitet sich ja nach der Elektrodynamik von Lorentz, wenigstens für ruhende Körper, aus den fiktiven Maxwellschen Spannungen und der Abnahme der elektromagnetischen Bewegungsgröße ab[1]). Wie liegt die Sache, wenn man sich auf den Boden der Theorie von Minkowski stellt? Der Ausdruck, den Minkowski selbst für die ponderomotorische Kraft angibt[2]), leitet sich nur für ruhende Körper aus Spannungen und Bewegungsgröße ab. Die Annahme dieses Ausdruckes stößt aber auf gewisse Schwierigkeiten (vgl. unten S. 686). Neuerdings hat Abraham in einer Arbeit, wo er die verschiedenen Theorien der Elektrodynamik vergleicht[3]), einen Ausdruck für die ponderomotorische Kraft aufgestellt, dessen Gültigkeit in der Elektrodynamik von Minkowski er annimmt. Dabei wird diese Elektrodynamik von Abraham etwas modifiziert, unter der Behauptung, daß doch die Grundlage der Theorie von Minkowski — das Relativitätsprinzip — aufrecht gehalten wird. Nach dem erwähnten Ausdruck Abrahams würde sich die ponderomotorische Kraft auch für bewegte Körper aus Spannungen und elektromagnetischer Bewegungsgröße ergeben. Es scheint mir nicht möglich, diesen Ausdruck Abrahams mit den Prinzipien der Mechanik Minkowskis zu vereinigen. An Hand eines einfachen Beispieles werde ich nämlich zeigen, daß die Annahme, die ponderomotorische Kraft ließe sich auch für bewegte Körper vollständig durch die fiktiven Spannungen und die Abnahme der elektromagnetischen Bewegungsgröße darstellen, zu Widersprüchen mit der Mechanik von Minkowski führt. Auch dem Ausdruck, den Abraham für die Joulesche Wärme postuliert[1]), kann ich nicht beistimmen.

1) H. A. Lorentz, Enzykl. d. math. Wiss. V 14, S. 244 u. f.

2) H. Minkowski, Gött. Nachr. 1908, S. 97.

3) M. Abraham, Rend. Circ. Matem. Palermo, t. XXVIII, 1909: Zur Elektrodynamik bewegter Körper, Gl. (6) und (60).

Der Kern der Elektrodynamik und Mechanik von Minkowski liegt ja in dem Postulat, daß alle Vorgänge denselben, unveränderten Gesetzen folgen, wenn sie von verschiedenen Raum—Zeit-Bezugssystemen aus beurteilt werden. Zwischen den Koordinaten in zwei solchen Bezugssystemen gelten lineare Beziehungen. Die Zeit wird hierbei auch als eine Koordinate betrachtet (nach Minkowski ist ja $c\sqrt{-1}\cdot t$, wo c die Lichtgeschwindigkeit und t die Zeit, den Raumkoordinaten völlig gleichartig).

Es seien (x, y, z, t) und $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \bar{t})$ zwei Raum—Zeit-Bezugssysteme. Denken wir uns die Verhältnisse im gewöhnlichen, dreidimensionalen Raum, so haben wir zwei räumliche Bezugssysteme, die sich im Verhältnis zueinander gleichförmig bewegen. Der Einfachheit halber legen wir die x-Achse so, daß der Koordinatenanfang des überstrichenen Systemes sich, vom unüberstrichenen System aus betrachtet, längs dieser Achse bewegt; die Geschwindigkeit dieser Bewegung sei v. Weiter legen wir die Achsen des überstrichenen Systemes den entsprechenden Achsen des unüberstrichenen parallel. (In der Minkowskischen, vierdimensionalen Welt sind die $\bar{x}$- und x-Achse, wie auch die $\bar{t}$- und t-Achse nicht miteinander parallel.) Dann sind

1) M. Abraham, l. c., Gl. (III).



die Beziehungen zwischen überstrichenen und unüberstrichenen Koordinaten folgende (sie sind zuerst von Einstein[1]) angegeben):

$$\left.\begin{aligned} \bar{x} &= \beta(x - vt), \\ \bar{y} &= y, \quad \bar{z} = z, \\ \bar{t} &= \beta\left(t - \frac{v}{c^2}x\right), \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit im leeren Raume ist, und weiter

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1\,a)$$

gesetzt ist. Umgekehrt hat man

$$x = \beta(\bar{x} + v\bar{t}), \quad t = \beta\left(\bar{t} + \frac{v}{c^2}\bar{x}\right). \quad (\bar{1})$$

Jede Funktion von x, y, z, t kann mit Hilfe dieser Beziehungen auch als eine Funktion von $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \bar{t}$ aufgefaßt werden. Es sei F eine solche Funktion. Es ist dann

$$\begin{aligned} &\frac{\partial F}{\partial x}dx + \frac{\partial F}{\partial y}dy + \frac{\partial F}{\partial z}dz + \frac{\partial F}{\partial t}dt \\ &= \frac{\partial F}{\partial x}\beta(d\bar{x} + v\,d\bar{t}) + \frac{\partial F}{\partial y}d\bar{y} + \frac{\partial F}{\partial z}d\bar{z} + \frac{\partial F}{\partial t}\beta\left(d\bar{t} + \frac{v}{c^2}d\bar{x}\right) \\ &= \frac{\partial F}{\partial \bar{x}}d\bar{x} + \frac{\partial F}{\partial \bar{y}}d\bar{y} + \frac{\partial F}{\partial \bar{z}}d\bar{z} + \frac{\partial F}{\partial \bar{t}}d\bar{t}. \end{aligned}$$

Man hat also

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \bar{x}} &= \beta\left(\frac{\partial F}{\partial x} + \frac{v}{c^2}\frac{\partial F}{\partial t}\right), \\ \frac{\partial F}{\partial \bar{y}} &= \frac{\partial F}{\partial y}, \quad \frac{\partial F}{\partial \bar{z}} = \frac{\partial F}{\partial z}, \\ \frac{\partial F}{\partial \bar{t}} &= \beta\left(\frac{\partial F}{\partial t} + v\frac{\partial F}{\partial x}\right). \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Diese Gleichungen finden bei Transformation der Feldgleichungen Anwendung.

In der Elektrodynamik von Minkowski lauten die Grundgleichungen[2]) (die, nebst den Nebenbedingungen (4), auch von Abraham unverändert beibehalten sind):

$$\left.\begin{aligned} &c\,\mathrm{curl}\,\mathfrak{H} - \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial t} = \mathfrak{J} + \mathfrak{v}\varrho, \\ &\mathrm{div}\,\mathfrak{D} = \varrho, \\ &c\,\mathrm{curl}\,\mathfrak{E} + \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} = 0, \\ &\mathrm{div}\,\mathfrak{B} = 0. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Es sind hier $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{D}$ elektrische Kraft und elektrische Erregung, $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{B}$ magnetische Kraft und magnetische Erregung, $\mathfrak{J}$ der Leitungsstrom, ϱ die Dichte der (wahren) Elektrizität, $\mathfrak{v}$ die Geschwindigkeit der Materie, t die Zeit und c die Lichtgeschwindigkeit (universelle Konstante).

Zu den Differentialgleichungen (3) treten noch die Nebenbedingungen, die für isotrope Körper lauten

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{D} + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{H}] &= \varepsilon\left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{B}]\right), \\ \mathfrak{B} - \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{E}] &= \mu\left(\mathfrak{H} - \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{D}]\right). \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

ε und μ sind Dielektrizitätskonstante und Permeabilität der Materie.

Wenn verschiedene Raum — Zeit-Bezugssysteme zugrunde gelegt werden, hat man, wie gesagt, immer dieselben Feldgleichungen (3) und (4). Wie zwischen den Koordinaten hat man auch zwischen den Feldgrößen in verschiedenen Bezugssystemen gewisse Beziehungen. Wenn die Achsen zweier Bezugssysteme (x, y, z, t) und $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \bar{t})$ so gelegt sind, daß zwischen überstrichenen und unüberstrichenen Koordinaten die Gleichungen (1) gelten, so hat man zwischen überstrichenen und unüberstrichenen Feldgrößen die Beziehungen[1])

$$\left.\begin{aligned} \bar{\mathfrak{E}}_x = \mathfrak{E}_x, \quad \bar{\mathfrak{E}}_y &= \beta\left(\mathfrak{E}_y - \frac{v}{c}\mathfrak{B}_z\right), \\ \bar{\mathfrak{E}}_z &= \beta\left(\mathfrak{E}_z + \frac{v}{c}\mathfrak{B}_y\right), \end{aligned}\right\} \quad (5a)$$

$$\left.\begin{aligned} \bar{\mathfrak{D}}_x = \mathfrak{D}_x, \quad \bar{\mathfrak{D}}_y &= \beta\left(\mathfrak{D}_y - \frac{v}{c}\mathfrak{H}_z\right), \\ \bar{\mathfrak{D}}_z &= \beta\left(\mathfrak{D}_z + \frac{v}{c}\mathfrak{H}_y\right), \end{aligned}\right\} \quad (5b)$$

$$\left.\begin{aligned} \bar{\mathfrak{H}}_x = \mathfrak{H}_x, \quad \bar{\mathfrak{H}}_y &= \beta\left(\mathfrak{H}_y + \frac{v}{c}\mathfrak{D}_z\right), \\ \bar{\mathfrak{H}}_z &= \beta\left(\mathfrak{H}_z - \frac{v}{c}\mathfrak{D}_y\right), \end{aligned}\right\} \quad (5c)$$

$$\left.\begin{aligned} \bar{\mathfrak{B}}_x = \mathfrak{B}_x, \quad \bar{\mathfrak{B}}_y &= \beta\left(\mathfrak{B}_y + \frac{v}{c}\mathfrak{E}_z\right), \\ \bar{\mathfrak{B}}_z &= \beta\left(\mathfrak{B}_z - \frac{v}{c}\mathfrak{E}_y\right), \end{aligned}\right\} \quad (5d)$$

$$\left.\begin{aligned} \bar{\mathfrak{J}}_x = \frac{1}{\beta}\frac{\mathfrak{J}_x}{1 - \frac{\mathfrak{v}_x v}{c^2}}, \quad \bar{\mathfrak{J}}_y &= \mathfrak{J}_y + \frac{v}{c^2}\mathfrak{J}_x\frac{\mathfrak{v}_y}{1 - \frac{\mathfrak{v}_x v}{c^2}}, \\ \bar{\mathfrak{J}}_z &= \mathfrak{J}_z + \frac{v}{c^2}\mathfrak{J}_x\frac{\mathfrak{v}_z}{1 - \frac{\mathfrak{v}_x v}{c^2}}, \end{aligned}\right\} \quad (5e)$$

$$\left.\begin{aligned} \bar{\mathfrak{v}}_x = \frac{\mathfrak{v}_x - v}{1 - \frac{\mathfrak{v}_x v}{c^2}}, \quad \bar{\mathfrak{v}}_y &= \frac{1}{\beta}\frac{\mathfrak{v}_y}{1 - \frac{\mathfrak{v}_x v}{c^2}}, \\ \bar{\mathfrak{v}}_z &= \frac{1}{\beta}\frac{\mathfrak{v}_z}{1 - \frac{\mathfrak{v}_x v}{c^2}}, \end{aligned}\right\} \quad (5f)$$

$$\bar{\varrho} = \beta\left(1 - \frac{\mathfrak{v}_x v}{c^2}\right)\varrho - \beta\frac{v}{c^2}\mathfrak{J}_x. \quad (5g)$$

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 902, 1905.
2) H. Minkowski, Gött. Nachr. 1908, S. 74.

1) H. Minkowski, Gött. Nachr. 1908, S. 74; A. Einstein u. J. Laub, Ann. d. Phys. **26**, 534, 1908.

Umgekehrt hat man

$$\mathfrak{E}_y = \beta\left(\overline{\mathfrak{E}}_y + \frac{v}{c}\overline{\mathfrak{B}}_z\right), \quad \mathfrak{E}_z = \beta\left(\overline{\mathfrak{E}}_z - \frac{v}{c}\overline{\mathfrak{B}}_y\right) \quad (5a)$$

usw.

Im überstrichenen System schreiben wir z. B. die erste der Gleichungen (3)

$$c\,\overline{\operatorname{curl}}\,\overline{\mathfrak{H}} - \frac{\partial \overline{\mathfrak{D}}}{\partial \bar{t}} = \overline{\mathfrak{J}} + \bar{\mathfrak{v}}\bar{\varrho}.$$

Es ist natürlich hier $\overline{\operatorname{curl}}\,\overline{\mathfrak{H}}$ ein Vektor mit den Komponenten

$$\frac{\partial \overline{\mathfrak{H}}_z}{\partial \bar{y}} - \frac{\partial \overline{\mathfrak{H}}_y}{\partial \bar{z}}, \quad \frac{\partial \overline{\mathfrak{H}}_x}{\partial \bar{z}} - \frac{\partial \overline{\mathfrak{H}}_z}{\partial \bar{x}}, \quad \frac{\partial \overline{\mathfrak{H}}_y}{\partial \bar{x}} - \frac{\partial \overline{\mathfrak{H}}_x}{\partial \bar{y}},$$

wenn, wie wir annehmen, das Bezugssystem ein Rechtssystem ist.

Es soll nun ein einfacher spezieller Fall betrachtet werden, der zeigt, daß für bewegte Körper die ponderomotorische Kraft sich nicht vollständig aus den fiktiven Spannungen und der Abnahme der elektromagnetischen Bewegungsgröße ableitet; und welches Beispiel auch wichtige Schlüsse über die Joulesche Wärme ziehen läßt.

Es sei von einem Bezugssystem $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \bar{t})$ aus beurteilt alle Materie in Ruhe und alle Größen nur von einer Koordinate $\bar{x}$ (nicht aber von $\bar{y}$, $\bar{z}$ und $\bar{t}$) abhängig. Der Raum zwischen $\bar{x} = -a$ und $\bar{x} = +a$ sei von einem homogenen, leitenden Medium erfüllt, sonst sei keine Materie vorhanden. Die elektrische Kraft $\overline{\mathfrak{E}}$ sei überall auch räumlich konstant und der $\bar{z}$-Achse parallel. Die magnetische Kraft $\overline{\mathfrak{H}}$ sei der $\bar{y}$-Achse parallel, und für $\bar{x} < -a$ sei $\overline{\mathfrak{H}}_y$ konstant gleich $\overline{\mathfrak{H}}_{y1}$; für $\bar{x} > +a$ habe $\overline{\mathfrak{H}}_y$ dagegen den entgegengesetzten Wert

$$\overline{\mathfrak{H}}_{y2} = -\overline{\mathfrak{H}}_{y1}.$$

Zwischen $\bar{x} = -a$ und $\bar{x} = +a$ sei $\dfrac{\partial \overline{\mathfrak{H}}_y}{\partial \bar{x}}$ konstant. Es fließt dann in der leitenden Scheibe ein der z-Achse paralleler elektrischer Strom von der Dichte

$$\overline{\mathfrak{J}}_z = \frac{c}{a}\overline{\mathfrak{H}}_{y2}. \quad (6)$$

Beiläufig sei bemerkt, daß die spezifische Leitfähigkeit der Scheibe den Wert

$$\frac{c}{a} \cdot \frac{\overline{\mathfrak{H}}_{y2}}{\overline{\mathfrak{E}}_z}$$

haben muß.

Die auf die Scheibe wirkenden ponderomotorischen Kräfte geben als Resultierende Null, wie sich sofort zeigen wird. Für ruhende Körper ist nicht zu bezweifeln, daß die ponderomotorische Kraft sich vollständig aus den fiktiven Spannungen und der elektromagnetischen Bewegungsgröße berechnen läßt. Die fiktiven Spannungen im Äther sind ja bekannt[1]), sie sind zu beiden Seiten der Scheibe dieselben und üben auf ihre Seiten einen Normaldruck von der Größe

$$\frac{1}{2}(\overline{\mathfrak{E}}_z^2 + \overline{\mathfrak{H}}_{y1}^2) = \frac{1}{2}(\overline{\mathfrak{E}}_z^2 + \overline{\mathfrak{H}}_{y2}^2)$$

pro Flächeneinheit aus. Da weiter die elektromagnetische Bewegungsgröße zeitlich konstant ist, so ist in der Tat die auf die Scheibe wirkende ponderomotorische Kraft gleich Null. Dasselbe Ergebnis geben die Ausdrücke von Minkowski und Abraham. Wenn keine fremden Kräfte auf die Scheibe wirken, hat sie also kein Bestreben, sich in Bewegung zu setzen, denn auch nach der Mechanik von Minkowski verschwindet die Beschleunigung, wenn die Kraft verschwindet.

Nun soll der Vorgang von einem zweiten Bezugssystem (x, y, z, t) aus betrachtet werden, das durch die Gleichungen (1) mit dem System $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \bar{t})$ verknüpft ist. Vom System (x, y, z, t) aus betrachtet, bewegt sich die Scheibe mit der Geschwindigkeit v in der Richtung der x-Achse.

Wir suchen auch nun die ponderomotorische Kraft aus den fiktiven Spannungen und der elektromagnetischen Bewegungsgröße zu bestimmen. Zunächst haben wir, da im leeren Raum $\mathfrak{D} = \mathfrak{E}$, $\mathfrak{B} = \mathfrak{H}$, für die elektrische und magnetische Kraft.

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{E}_{z1} &= \beta\left(\overline{\mathfrak{E}}_z - \frac{v}{c}\overline{\mathfrak{H}}_{y1}\right) = \beta\left(\overline{\mathfrak{E}}_z + \frac{v}{c}\overline{\mathfrak{H}}_{y2}\right), \\
&\qquad \mathfrak{E}_{x1} = \mathfrak{E}_{y1} = 0, \\
\mathfrak{E}_{z2} &= \beta\left(\overline{\mathfrak{E}}_z - \frac{v}{c}\overline{\mathfrak{H}}_{y2}\right), \quad \mathfrak{E}_{x2} = \mathfrak{E}_{y2} = 0, \\
\mathfrak{H}_{y1} &= \beta\left(\overline{\mathfrak{H}}_{y1} - \frac{v}{c}\overline{\mathfrak{E}}_z\right) = \beta\left(-\overline{\mathfrak{H}}_{y2} - \frac{v}{c}\overline{\mathfrak{E}}_z\right), \\
&\qquad \mathfrak{H}_{x1} = \mathfrak{H}_{z1} = 0, \\
\mathfrak{H}_{y2} &= \beta\left(\overline{\mathfrak{H}}_{y2} - \frac{v}{c}\overline{\mathfrak{E}}_z\right), \quad \mathfrak{H}_{x2} = \mathfrak{H}_{z2} = 0.
\end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Beim Berechnen derjenigen ponderomotorischen Kraft, die den fiktiven Spannungen entspricht, denke man sich ein im Bezugssysteme (x, y, z, t) feststehendes Parallelepipedon, dessen Kanten den Koordinatenachsen parallel sind. Die der yz-Ebene parallelen Seitenflächen, deren Flächeninhalt der Flächeneinheit gleich sei, sollen zur betrachteten Zeit auf verschiedenen Seiten von der Scheibe liegen. Man braucht ja nur diejenigen Flächenkräfte zu berücksichtigen, die der Außenraum auf die letztgenannten Seitenflächen ausübt. Auf die der negativen x-Richtung zugekehrten Fläche üben die fiktiven Spannungen einen senkrechten Druck von der Größe

1) H. A. Lorentz, Enzykl. d. math. Wiss. V 14, S. 161.

$$\frac{1}{2}(\mathfrak{E}_{z1}^2+\mathfrak{H}_{y1}^2)=\frac{1}{2}\beta^2\left\{\left(1+\frac{v^2}{c^2}\right)(\overline{\mathfrak{E}_z^2}+\overline{\mathfrak{H}_{y2}^2})+4\frac{v}{c}\overline{\mathfrak{E}_z}\,\overline{\mathfrak{H}_{y2}}\right\}$$

aus. Auf die der positiven x-Richtung zugekehrten Seitenfläche wirkt in entgegengesetzter Richtung der Druck

$$\frac{1}{2}(\mathfrak{E}_{z2}^2+\mathfrak{H}_{y2}^2)=\frac{1}{2}\beta^2\left\{\left(1+\frac{v^2}{c^2}\right)(\overline{\mathfrak{E}_z^2}+\overline{\mathfrak{H}_{y2}^2})-4\frac{v}{c}\overline{\mathfrak{E}_z}\,\overline{\mathfrak{H}_{y2}}\right\}.$$

Die Resultierende dieser beiden Kräfte hat die x-Richtung und eine Größe

$$4\beta^2\frac{v}{c}\overline{\mathfrak{E}_z}\,\overline{\mathfrak{H}_{y2}}.$$

Das ist die ponderomotorische Kraft, die gemäß den fiktiven Spannungen auf die Materie innerhalb des Parallelepipedons ausgeübt wird. Hierzu tritt noch eine Kraft, die gleich ist der zeitlichen Abnahme der elektromagnetischen Bewegungsgröße innerhalb des Parallelepipedons. Für die Dichte $\mathfrak{g}$ der elektromagnetischen Bewegungsgröße (die Impulsdichte) gilt bekanntlich im leeren Raum der Ausdruck

$$\mathfrak{g}=\frac{1}{c}[\mathfrak{E}\mathfrak{H}].$$

In unserem Falle ist sie der x-Achse parallel. Auf der Seite der Scheibe, die durch den Index 1 gekennzeichnet ist, hat man

$$\mathfrak{g}_{x1}=-\frac{1}{c}\mathfrak{E}_{z1}\mathfrak{H}_{y1}=\frac{1}{c}\beta^2\left\{\left(1+\frac{v^2}{c^2}\right)\overline{\mathfrak{E}_z}\,\overline{\mathfrak{H}_{y2}}+\frac{v}{c}(\overline{\mathfrak{E}_z^2}+\overline{\mathfrak{H}_{y2}^2})\right\},$$

und auf der anderen Seite

$$\mathfrak{g}_{x2}=-\frac{1}{c}\mathfrak{E}_{z2}\mathfrak{H}_{y2}=-\frac{1}{c}\beta^2\left\{\left(1+\frac{v^2}{c^2}\right)\overline{\mathfrak{E}_z}\,\overline{\mathfrak{H}_{y2}}-\frac{v}{c}(\overline{\mathfrak{E}_z^2}+\overline{\mathfrak{H}_{y2}^2})\right\}.$$

Die Abnahme pro Zeiteinheit der elektromagnetischen Bewegungsgröße innerhalb des festen Parallelepipedons ist hiermit

$$v(\mathfrak{g}_{x2}-\mathfrak{g}_{x1})=-2\beta^2\frac{v}{c}\left(1+\frac{v^2}{c^2}\right)\overline{\mathfrak{E}_z}\,\overline{\mathfrak{H}_{y2}}.$$

Die fiktiven Spannungen und die Abnahme der elektromagnetischen Bewegungsgröße geben also zusammen eine nach der x-Achse gerichtete ponderomotorische Kraft

$$4\beta^2\frac{v}{c}\overline{\mathfrak{E}_z}\,\overline{\mathfrak{H}_{y2}}-2\beta^2\frac{v}{c}\left(1+\frac{v^2}{c^2}\right)\overline{\mathfrak{E}_z}\,\overline{\mathfrak{H}_{y2}}=2\frac{v}{c}\overline{\mathfrak{E}_z}\,\overline{\mathfrak{H}_{y2}}$$

pro Flächeneinheit der Scheibe, und wenn keine anderen Kräfte auf die Scheibe wirken, würde sie sich nicht gleichförmig bewegen. Denn auch nach der Mechanik von Minkowski verschwindet die Beschleunigung nur, wenn die ponderomotorische Kraft verschwindet (Geschwindigkeit kleiner als die Lichtgeschwindigkeit vorausgesetzt). Eine Beschleunigung läßt sich aber nicht durch Transformation auf ein anderes Raum—Zeit-Bezugssystem zum Verschwinden bringen, und da, vom überstrichenen System aus beurteilt, die Scheibe im Gleichgewicht ruht, so liegt ein Widerspruch mit den Gesetzen der Mechanik vor.

Dieser Widerspruch zeigt, daß die Berechnung der ponderomotorischen Kraft in einem der beiden Fälle auf unrichtige Voraussetzungen gegründet ist. In dem Falle der ruhenden Scheibe ist ja schon aus Symmetriegründen keine resultierende ponderomotorische Kraft denkbar, also liegt der Fehler bei dem Falle der Bewegung. Hiermit ist gezeigt, daß für bewegte Körper die Berechnung der ponderomotorischen Kraft in angegebener Weise aus den fiktiven Spannungen und der elektromagnetischen Bewegungsgröße nicht gestattet ist.

Der Abrahamsche Ausdruck für die ponderomotorische Kraft leitet sich gerade in der anführten Weise aus den Spannungen und der Bewegungsgröße ab. Was bewegte Körper betrifft, ist also seine Unvereinbarkeit mit der Mechanik Minkowskis bewiesen.

Um in dem betrachteten Falle der bewegten Scheibe als Resultierende Null zu erhalten, hat man sich zu der Kraft, die sich in gewöhnlicher Weise aus Spannungen und elektromagnetischer Bewegungsgröße berechnet, eine durch die Bewegung bedingte Zusatzkraft hinzugefügt zu denken. Diese Zusatzkraft muß der früher berechneten Resultierenden entgegengesetzt gleich sein, also pro Flächeneinheit berechnet die x-Komponente

$$-2\frac{v}{c}\overline{\mathfrak{E}_z}\,\overline{\mathfrak{H}_{y2}}$$

besitzen (y- und z-Komponente $=0$). Wie groß ist diese Kraft pro Volumeneinheit berechnet? Die Dicke der Scheibe war vom überstrichenen Bezugssysteme aus beurteilt $2a$. Vom unüberstrichenen System aus betrachtet ist sie $\frac{1}{\beta}2a$, denn die Längendimensionen in der Bewegungsrichtung sind ja im Verhältnis $\frac{1}{\beta}$ verkürzt[1]). Pro Volumeneinheit hat man also die Zusatzkraft

$$-\beta\frac{v}{ca}\overline{\mathfrak{E}_z}\,\overline{\mathfrak{H}_{y2}}.$$

Vom überstrichenen Bezugssystem aus betrachtet war weiter die Stromdichte $\frac{c}{a}\overline{\mathfrak{H}_{y2}}$, vom unüberstrichenen System aus beurteilt ist sie nach (5e) ebenso groß, also

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 903, 1905; H. Minkowski, Raum und Zeit (Leipzig u. Berlin, 1909), S. 6.

$$\frac{c}{a}\mathfrak{H}_{y2} = \mathfrak{J}_z .$$

Da weiter

$$\mathfrak{E}_z = \beta\left(\mathfrak{E}_z + \frac{v}{c}\mathfrak{B}_y\right)$$

(der Ausdruck in Klammern ist unabhängig von x), so hat man für die Zusatzkraft pro Volumeneinheit den Ausdruck

$$-\beta^2\frac{v}{c^2}\mathfrak{J}_z\left(\mathfrak{E}_z + \frac{v}{c}\mathfrak{B}_y\right) = -\frac{1}{c^2}\frac{\mathfrak{v}_x}{1-\frac{\mathfrak{v}^2}{c^2}}\mathfrak{J}\left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{B}]\right).$$

Dieser Ausdruck gilt für die bewegte Scheibe auch, wenn für dieselbe ε und μ von Eins verschieden sind. Wenn aber in einem elektromagnetischen Felde nur solche Medien vorkommen, für welche $\varepsilon = 1$, $\mu = 1$, so gilt allgemein für die Zusatzkraft der Ausdruck

$$\mathfrak{K}^Z = -\frac{1}{c^2}\frac{\mathfrak{v}}{1-\frac{\mathfrak{v}^2}{c^2}}\cdot\mathfrak{J}\left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{B}]\right). \qquad (8)$$

Um dies einzusehen, ist zunächst zu beachten, welchen Bedingungen der Ausdruck für die ponderomotorische Kraft genügen muß, um mit der Mechanik Minkowskis vereinbar zu sein.

Die ponderomotorische Kraft wird ja definiert durch die Bewegung, die sie einer frei beweglichen Masse gibt. Wenn die x-Achse in die augenblickliche Bewegungsrichtung gelegt wird, lauten die Bewegungsgleichungen des materiellen Punktes nach der Mechanik Minkowskis[1])

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{K}_x &= \frac{m}{\sqrt{1-\frac{1}{c^2}\left(\frac{dx}{dt}\right)^2}^{\,3}}\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{m}{\sqrt{1-\frac{\mathfrak{v}^2}{c^2}}^{\,3}}\frac{d\mathfrak{v}_x}{dt},\\
\mathfrak{K}_y &= \frac{m}{\sqrt{1-\frac{1}{c^2}\left(\frac{dx}{dt}\right)^2}}\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{m}{\sqrt{1-\frac{\mathfrak{v}^2}{c^2}}}\frac{d\mathfrak{v}_y}{dt},\\
\mathfrak{K}_z &= \frac{m}{\sqrt{1-\frac{1}{c^2}\left(\frac{dx}{dt}\right)^2}}\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{m}{\sqrt{1-\frac{\mathfrak{v}^2}{c^2}}}\frac{d\mathfrak{v}_z}{dt},
\end{aligned}\right\} \quad (9)$$

wobei $\mathfrak{K}$ die ponderomotorische Kraft ist, m die (unveränderliche) Masse des materiellen Punktes, und weiter

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{dx}{dt} = \mathfrak{v}_x, \quad \frac{dy}{dt} = \mathfrak{v}_y = 0, \quad \frac{dz}{dt} = \mathfrak{v}_z = 0,\\
&\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{d\mathfrak{v}_x}{dt} = \frac{\partial\mathfrak{v}_x}{\partial t} + \mathfrak{v}_x\frac{\partial\mathfrak{v}_x}{\partial x},\\
&\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{d\mathfrak{v}_y}{dt} = \frac{\partial\mathfrak{v}_y}{\partial t} + \mathfrak{v}_x\frac{\partial\mathfrak{v}_y}{\partial x},
\end{aligned}\right\} \quad (9a)$$

usw.

1) H. Minkowski, Gött. Nachr. 1908, S. 107 u. 108. Vgl. auch A. Einstein, Ann. d. Phys. 17, 917 u. f., 1905; der Einsteinsche Kraftbegriff weicht doch von dem Minkowskischen ab.

Die Gleichungen (9) definieren die ponderomotorische Kraft durch die Bewegung, die sie hervorruft. Die Arbeitsleistung pro Zeiteinheit wird durch skalare Multiplikation von Kraft $\mathfrak{K}$ und Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$ erhalten[1]).

Aus den Gleichungen (9) kann man ableiten, wie sich der Ausdruck für die ponderomotorische Kraft, beim Übergehen von einem Bezugssysteme zum anderen, transformieren muß. In der Elektrodynamik betrachtet man ja die ponderomotorische Kraft pro Volumeneinheit, diese Kraft soll im folgenden mit $\mathfrak{K}$ bezeichnet werden.

Von einem Bezugssysteme $(\overline{x}, \overline{y}, \overline{z}, \overline{t})$ aus beurteilt, sei am betrachteten Ort zur betrachteten Zeit die Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$ gleich Null. Auf ein Volumenelement $d\overline{\omega}$ wirkt die ponderomotorische Kraft $\overline{\mathfrak{K}}\,d\overline{\omega}$, und wenn die Masse, die das Volumenelement einschließt, mit dm bezeichnet wird, so geben die Gleichungen (9)

$$\overline{\mathfrak{K}}_x\,d\overline{\omega} = dm\frac{\partial\overline{\mathfrak{v}}_x}{\partial\overline{t}},$$

$$\overline{\mathfrak{K}}_y\,d\overline{\omega} = dm\frac{\partial\overline{\mathfrak{v}}_y}{\partial\overline{t}},$$

$$\overline{\mathfrak{K}}_z\,d\overline{\omega} = dm\frac{\partial\overline{\mathfrak{v}}_z}{\partial\overline{t}}.$$

Beim Übergehen zu einem Bezugssystem (x, y, z, t), das durch die Gleichungen (1) mit dem überstrichenen System verknüpft ist, hat man

$$d\overline{\omega} = \beta\, d\omega \qquad (10)$$

zu setzen, denn in diesem Maße werden die Längendimensionen in der Bewegungsrichtung verändert erscheinen. Aus (2) und (5 f) ergibt sich so

$$\overline{\mathfrak{K}}_x d\overline{\omega} = \overline{\mathfrak{K}}_x\beta d\omega = dm\,\beta\left\{\frac{\partial}{\partial t}\frac{\mathfrak{v}_x - v}{1-\frac{\mathfrak{v}_x v}{c^2}} + v\frac{\partial}{\partial x}\frac{\mathfrak{v}_x - v}{1-\frac{\mathfrak{v}_x v}{c^2}}\right\}$$

$$= dm\frac{1}{\beta\left(1-\frac{\mathfrak{v}_x v}{c^2}\right)^2}\left\{\frac{\partial\mathfrak{v}_x}{\partial t} + v\frac{\partial\mathfrak{v}_x}{\partial x}\right\}.$$

Da $\mathfrak{v}_x = v$, $\mathfrak{v}_y = \mathfrak{v}_z = 0$, so hat man

$$\frac{1}{\beta} = \sqrt{1-\frac{\mathfrak{v}_x v}{c^2}} = \sqrt{1-\frac{\mathfrak{v}^2}{c^2}},$$

und es ergibt sich

$$\overline{\mathfrak{K}}_x\beta\, d\omega = \frac{dm}{\sqrt{1-\frac{\mathfrak{v}^2}{c^2}}^{\,3}}\frac{d\mathfrak{v}_x}{dt} = \mathfrak{K}_x\, d\omega .$$

In ähnlicher Weise sind die übrigen Kraftkomponenten zu behandeln, man erhält so die Beziehungen

$$\overline{\mathfrak{K}}_x = \frac{1}{\beta}\mathfrak{K}_x, \quad \overline{\mathfrak{K}}_y = \mathfrak{K}_y, \quad \overline{\mathfrak{K}}_z = \mathfrak{K}_z. \qquad (11)$$

1) H. Minkowski, Gött. Nachr. 1908, S. 108.

Diese Gleichungen gelten bei Transformation der ponderomotorischen Kraft pro Volumeneinheit aus dem Falle verschwindender Geschwindigkeit auf den Fall von Null verschiedener, nach der x-Achse gerichteter Geschwindigkeit $\mathfrak{v}_x = v$. Wenn ein Ausdruck für die ponderomotorische Kraft mit der Mechanik Minkowskis vereinbar sein soll, muß er sich in dieser Weise transformieren; das ist die gesuchte, notwendige Bedingung.

Es soll nun die im elektromagnetischen Felde wirkende ponderomotorische Kraft betrachtet werden, unter Voraussetzung, daß für die vorkommende Materie $\varepsilon = 1$, $\mu = 1$ ist. Wenn in diesem Falle noch die Geschwindigkeit Null ist, geben die Ausdrücke von Minkowski[1]), Abraham[2]) und Einstein und Laub[3]) alle dieselbe ponderomotorische Kraft; von einem Bezugssysteme $(\overline{x}, \overline{y}, \overline{z}, \overline{t})$ aus beurteilt, wenn also $\overline{\mathfrak{v}} = 0$, ist sie

$$\overline{\mathfrak{K}} = \overline{\mathfrak{E}}\overline{\varrho} + \frac{1}{c}[\overline{\mathfrak{J}}\overline{\mathfrak{B}}].$$

Wenn man ein neues Bezugssystem (x, y, z, t) einführt, das durch die Gleichungen (1) mit $(\overline{x}, \overline{y}, \overline{z}, \overline{t})$ verbunden ist, so hat man $\mathfrak{v}_x = v$, $\mathfrak{v}_y = \mathfrak{v}_z = 0$, und man erhält nach (5) für $\mathfrak{K}_x$

$$\overline{\mathfrak{K}}_x = \overline{\mathfrak{E}}_x\overline{\varrho} + \frac{1}{c}(\overline{\mathfrak{J}}_y\overline{\mathfrak{B}}_z - \overline{\mathfrak{J}}_z\overline{\mathfrak{B}}_y)$$

$$= \mathfrak{E}_x\left(\frac{1}{\beta}\varrho - \beta\frac{v}{c^2}\mathfrak{J}_x\right) + \frac{1}{c}\left\{\mathfrak{J}_y \cdot \beta\left(\mathfrak{B}_z - \frac{v}{c}\mathfrak{E}_y\right) - \mathfrak{J}_z \cdot \beta\left(\mathfrak{B}_y + \frac{v}{c}\mathfrak{E}_z\right)\right\}$$

$$= \frac{1}{\beta}\mathfrak{E}_x\varrho + \frac{1}{c}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)(\mathfrak{J}_y\mathfrak{B}_z - \mathfrak{J}_z\mathfrak{B}_y) - \beta\frac{v}{c^2}\left\{\mathfrak{J}_x\mathfrak{E}_x + \mathfrak{J}_y\left(\mathfrak{E}_y - \frac{v}{c}\mathfrak{B}_z\right) + \mathfrak{J}_z\left(\mathfrak{E}_z + \frac{v}{c}\mathfrak{B}_y\right)\right\}$$

$$\overline{\mathfrak{K}}_x = \frac{1}{\beta}\left\{\mathfrak{E}_x\varrho + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{B}]_x - \frac{1}{c^2}\frac{\mathfrak{v}_x}{1 - \frac{\mathfrak{v}^2}{c^2}}\mathfrak{J}\left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{B}]\right)\right\}.$$

Für $\overline{\mathfrak{K}}_y$ erhält man in derselben Weise

$$\overline{\mathfrak{K}}_y = \beta\left(\mathfrak{E}_y - \frac{v}{c}\mathfrak{B}_z\right)\left(\frac{1}{\beta}\varrho - \beta\frac{v}{c^2}\mathfrak{J}_x\right) + \frac{1}{c}\left\{\mathfrak{J}_z\mathfrak{B}_x - \beta\mathfrak{J}_x \cdot \beta\left(\mathfrak{B}_z - \frac{v}{c}\mathfrak{E}_y\right)\right\}$$

$$= \left(\mathfrak{E}_y - \frac{v}{c}\mathfrak{B}_z\right)\varrho + \frac{1}{c}\left\{\mathfrak{J}_z\mathfrak{B}_x - \beta^2\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)\mathfrak{J}_x\mathfrak{B}_z\right\}$$

$$\overline{\mathfrak{K}}_y = \left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{B}]\right)_y\varrho + \frac{1}{c}[\mathfrak{J}\mathfrak{B}]_y.$$

Diese Ausdrücke für die Komponenten von $\overline{\mathfrak{K}}$, mit den Gleichungen (11) verglichen, zeigen, daß man für die ponderomotorische Kraft $\mathfrak{K}$ zu setzen hat

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{K} = \left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{B}]\right)\varrho + \frac{1}{c}[\mathfrak{J}\mathfrak{B}] \\ - \frac{1}{c^2}\frac{\mathfrak{v}}{1 - \frac{\mathfrak{v}^2}{c^2}} \cdot \mathfrak{J}\left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{B}]\right),\end{aligned}\right\} \quad (12)$$

damit sich dieser Ausdruck so transformiere, wie die Mechanik Minkowskis es fordert. Der gefundene Ausdruck für $\mathfrak{K}$ gilt, wenn $\varepsilon = 1$, $\mu = 1$. Für diesen Fall geht auch der Ausdruck, den Minkowski für die ponderomotorische Kraft angibt, in den obigen über. Der Ausdruck Abrahams, der sich, wie gesagt, aus fiktiven Spannungen und elektromagnetischer Bewegungsgröße ableitet, wird sich für $\varepsilon = 1$, $\mu = 1$ von (12) dadurch unterscheiden, daß er das letzte Glied nicht enthält. Dieses letzte Glied ist also in der Tat die in dem früheren Beispiele auftretende Zusatzkraft $\mathfrak{K}^Z$.

Der Ausdruck Minkowskis für die ponderomotorische Kraft genügt allen Forderungen seiner Mechanik. Es scheint mir aber problematisch, ob man, mit Anwendung desselben, den Energiesatz für den allgemeinen Fall in befriedigender Weise formulieren kann[1]). Es ist sehr zu bedauern, daß eine nähere Behandlung des Energiesatzes in der Elektrodynamik von Minkowskis Seite nicht vorliegt.

Die Frage nach der ponderomotorischen Kraft in der Elektrodynamik Minkowskis muß also als noch nicht endgültig beantwortet angesehen werden.

Der früher behandelte Fall der bewegten Scheibe läßt noch einen wichtigen Schluß ziehen, nämlich was die Joulesche Wärme betrifft.

Wir betrachten die Vorgänge vom Bezugssystem (x, y, z, t) aus. Im leeren Raum hat man bekanntlich für den Energiestrom $\mathfrak{S}$ den Ausdruck[2])

$$\mathfrak{S} = c[\mathfrak{E}\mathfrak{H}],$$

sie ist in unserem Falle der x-Achse parallel, und hat auf der einen Seite der Scheibe den Wert

1) H. Minkowski, Gött. Nachr. 1908, S. 97.
2) M. Abraham, l. c., Gl. (60).
3) A. Einstein u. J. Laub, Ann. d. Phys. **26**, 541, 1908.

1) Vgl. G. Nordström, Die Energiegleichung für das elektromagn. Feld bewegter Körper (Dissertation, Helsingfors 1908), S. 139 u. 140. Wie das letzte Glied in Gl. (274a) zu deuten wäre, ist nicht zu sehen.
2) H. A. Lorentz, Enzykl. d. math. Wiss. V 14, S. 159.

$$\mathfrak{S}_{x1} = -c\,\mathfrak{E}_{z1}\mathfrak{H}_{y1} = c\beta^2\left\{\left(1+\frac{v^2}{c^2}\right)\overline{\mathfrak{E}}_z\overline{\mathfrak{H}}_{y2} + \frac{v}{c}\left(\overline{\mathfrak{E}}_z^2 + \overline{\mathfrak{H}}_{y2}^2\right)\right\};$$

auf der anderen Seite ist

$$\mathfrak{S}_{x2} = -c\,\mathfrak{E}_{z2}\mathfrak{H}_{y2} = -c\beta^2\left\{\left(1+\frac{v^2}{c^2}\right)\overline{\mathfrak{E}}_z\overline{\mathfrak{H}}_{y2} - \frac{v}{c}\left(\overline{\mathfrak{E}}_z^2 + \overline{\mathfrak{H}}_{y2}^2\right)\right\}.$$

Durch die Seitenflächen des früher erwähnten festen Parallelepipedons strömt also pro Zeiteinheit eine Energiemenge

$$\mathfrak{S}_{x1} - \mathfrak{S}_{x2} = 2c\beta^2\left(1+\frac{v^2}{c^2}\right)\overline{\mathfrak{E}}_z\overline{\mathfrak{H}}_{y2}$$

hinein. Ein Teil hiervon erhöht den Energieinhalt im Parallelepipedon, der zweite Teil wird als Joulesche Wärme verbraucht. Die Energiedichte[1]) ist im leeren Raum auf der durch den Index 1 gekennzeichneten Seite der Scheibe

$$\frac{1}{2}\left(\mathfrak{E}_{z1}^2 + \mathfrak{H}_{y1}^2\right),$$

und auf der anderen Seite

$$\frac{1}{2}\left(\mathfrak{E}_{z2}^2 + \mathfrak{H}_{y2}^2\right).$$

Durch die Bewegung der Scheibe verändert sich der Energieinhalt des Parallelepipedons pro Zeiteinheit um

$$v\left\{\frac{1}{2}\left(\mathfrak{E}_{z1}^2+\mathfrak{H}_{y1}^2\right) - \frac{1}{2}\left(\mathfrak{E}_{z2}^2+\mathfrak{H}_{y2}^2\right)\right\} = 4\beta^2\frac{v^2}{c}\overline{\mathfrak{E}}_z\overline{\mathfrak{H}}_{y2}.$$

Da, wie gezeigt, die Bewegung der Scheibe kräftefrei sein muß, und also keine Arbeitsleistung vorkommt, so gibt die Vermehrung des Energieinhaltes, von der einströmenden Energie abgezogen, die im Parallelepipedon entwickelte Joulesche Wärme an. Diese ist also pro Zeiteinheit

$$2c\beta^2\left(1+\frac{v^2}{c^2}\right)\overline{\mathfrak{E}}_z\overline{\mathfrak{H}}_{y2} - 4\beta^2\frac{v^2}{c}\overline{\mathfrak{E}}_z\overline{\mathfrak{H}}_{y2} = 2c\,\overline{\mathfrak{E}}_z\overline{\mathfrak{H}}_{y2}.$$

Die Dicke der Scheibe ist (vom unüberstrichenen System aus betrachtet) gleich $\frac{1}{\beta}2a$. Das Volumen ω desjenigen Teiles der Scheibe, der innerhalb des Parallepipedons fällt, ist also auch

$$\omega = \frac{1}{\beta}2a.$$

Weiter hat man (vgl. S. 685)

$$2c\,\overline{\mathfrak{H}}_{y2} = \beta\omega\mathfrak{J}_z,$$
$$\overline{\mathfrak{E}}_z = \beta\left(\mathfrak{E}_z + \frac{v}{c}\mathfrak{B}_y\right);$$

also kann man den Ausdruck für die innerhalb des Parallelepipedons pro Zeiteinheit entwickelte Joulesche Wärme in der Form

$$\beta^2\omega\mathfrak{J}_z\left(\mathfrak{E}_z + \frac{v}{c}\mathfrak{B}_y\right)$$

schreiben. Auf die Volumeneinheit kommt also die Wärme

$$\beta^2\mathfrak{J}_z\left(\mathfrak{E}_z + \frac{v}{c}\mathfrak{B}_y\right),$$

was einem allgemeinen Ausdruck

$$Q = \frac{1}{1-\frac{\mathfrak{v}^2}{c^2}}\mathfrak{J}\left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{B}]\right) \qquad (13)$$

für die Joulesche Wärme Q pro Volumen- und Zeiteinheit entspricht.

In der Tat erhält man in dem Falle, daß der Ausdruck (12) für die ponderomotorische Kraft gültig ist, also wenn $\varepsilon = 1$, $\mu = 1$, den Energiesatz in der Form

$$-\operatorname{div} c[\mathfrak{E}\mathfrak{H}] - \frac{\partial}{\partial t}\left\{\frac{1}{2}\mathfrak{E}\mathfrak{D} + \frac{1}{2}\mathfrak{H}\mathfrak{B}\right\} = \mathfrak{v}\mathfrak{K} + \frac{1}{1-\frac{\mathfrak{v}^2}{c^2}}\mathfrak{J}\left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{B}]\right)$$

(vgl. G. Nordström, l. c., Gl. (274a), S. 140), und hier drückt das letzte Glied gerade die Joulesche Wärme aus.

In bezug auf die Bedeutung des Ausdrucks (13) ist eine von Einstein gemachte Behauptung zu erwähnen. Nach Einstein[1]) vergrößert sich die Masse eines Körpers um $\frac{1}{c^2}W$, wenn ihm die Wärmemenge W zugeführt wird; dadurch wird die kinetische Energie um $W\left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{\mathfrak{v}^2}{c^2}}} - 1\right)$ vergrößert. Hiernach würde Q in Gl. (13) die gesamte Energieerhöhung, also die Summe von Wärmezufuhr und hierdurch bedingte Vergrößerung der kinetischen Energie angeben. Die Wärmezufuhr allein würde

$$\frac{1}{\sqrt{1-\frac{\mathfrak{v}^2}{c^2}}}\mathfrak{J}\left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{B}]\right)$$

betragen.

1) H. A. Lorentz, Enzykl. d. math. Wiss. V 14, S. 159.

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. 18, 639, 1905.

(Eingegangen 28. August 1909.)

Versuch einer Erweiterung des Gesetzes der korrespondierenden Zustände.

Von Hans Happel.

Bekanntlich ist nach der Clausius-Mosottischen Theorie

$$\frac{b}{4v} = \frac{K-1}{K+2}, \qquad (1)$$

wo K die Dielektrizitätskonstante, $\frac{b}{4}$ das Volumen aller in der Masseneinheit enthaltenen Moleküle und v das spezifische Volumen bedeutet. Die Theorien der Dispersion führen zwar nicht genau zu der Formel (1), aber doch zu einer Beziehung, die eine gewisse Ähnlichkeit mit (1) hat[1]). Bei der Prüfung von (1) fand ich[2]), daß, falls man K nach der Maxwellschen Beziehung $K = n^2$ [n = Brechungsexponent] bestimmt, der nach (1) für Argon, Krypton und Xenon erhaltene Wert für b sehr verschieden ist von dem in anderer und sicherer Weise für b berechneten Betrag. Die aus (1) sich ergebende Relation

$$\frac{K-1}{K+2} v = \text{Konst.} \tag{2}$$

scheint für diejenigen Stoffe, für die $K = n^2$ ist, zwar nicht genau, aber doch in roher Annäherung zuzutreffen[3]). Dagegen sind für solche Substanzen, für die $K \neq n^2$ ist, beträchtliche Abweichungen von (2) gefunden.

Trotzdem wollen wir zunächst an (1) anknüpfen, um eine Folgerung daraus zu ziehen. Da nämlich für solche Körper, die miteinander korrespondieren, $\frac{b}{v} = \frac{b}{v_k} \frac{v_k}{v}$ [v_k = spezifisches kritisches Volumen] unter entsprechenden Umständen gleich groß ist, so muß dasselbe auch von der rechten Seite von (1) gelten, d. h. Stoffe, die miteinander korrespondieren, haben gleiche Dielektrizitätskonstante unter entsprechenden Umständen. Es könnte scheinen, daß diese Folgerung wegen der Einwände gegen (1) keine Bedeutung hätte; indessen ergibt sich genau derselbe Satz, wenn man statt von (1) von der allgemeineren und bis jetzt in keiner Weise widerlegten Gleichung

$$\varphi\left(\frac{b}{v}, \frac{T}{T_k}\right) = \frac{K-1}{K+2} \tag{3}$$

ausgeht, in der φ eine universelle Funktion von $\frac{b}{v}$ und der reduzierten Temperatur $t = \frac{T}{T_k}$ [T_k = absolute kritische Temperatur] ist.

Man kann jedoch nicht erwarten, daß die aus (1) bzw. (3) gezogene Folgerung in der allgemeinen Form, in der wir sie aussprachen, zutrifft. Bekanntlich hat Kamerlingh Onnes[4]) das Gesetz der korrespondierenden Zustände aus sehr allgemeinen Annahmen abgeleitet, er zeigte, daß, falls sie erfüllt sind, zwei verschiedene Substanzen sich in bezug auf alle thermischen und mechanischen Eigenschaften ganz analog verhalten müssen, so daß die eine gleichsam als Abbild der anderen angesehen werden kann. Trifft dies nun auch für elektrische Eigenschaften zu? Vom Standpunkt der Dispersionstheorie können wir die Körper in 2 Klassen einteilen, zur ersten gehören alle diejenigen, für welche die Maxwellsche Beziehung $K = n^2$ wenigstens genähert zutrifft, zur zweiten dagegen rechnen wir alle Substanzen, für die $K \neq n^2$ ist. Die Stoffe der ersten Klasse haben im Ultraroten keine Eigenschwingungen, wenigstens keine, die eine merkbare Rolle spielen; bei der zweiten Klasse dagegen treten im Ultraroten Eigenschwingungen auf. Diese werden durch Schwingungen des ganzen Moleküls oder eines Teils desselben hervorgebracht[1]). Da nun der Wert der Dielektrizitätskonstanten mit bedingt ist durch diese Eigenschwingungen des Moleküls (denn es haben alle diejenigen Körper, die solche Eigenschwingungen besitzen, eine besonders hohe Dielektrizitätskonstante), und für die Gleichheit der Größe K unter entsprechenden Umständen beide Substanzen mechanisch ähnlich sein müssen, so werden wir nur dann erwarten dürfen, daß zwei miteinander korrespondierende Stoffe unter entsprechenden Umständen gleiche Dielektrizitätskonstante haben, falls beide keine merklichen Eigenschwingungen im Ultraroten aufweisen, falls also für beide wenigstens genähert $K = n^2$ ist. Dagegen gilt der Satz nicht, falls für den einen Körper $K = n^2$ ist, und für den andern diese Beziehung nicht zutrifft. Ist für beide Substanzen $K \neq n^2$, so wird der Satz wenigstens im allgemeinen ebenfalls nicht anwendbar sein. Da die Dielektrizitätskonstante vom Bau des Moleküls und der Zahl der Freiheitsgrade im Moleküle abhängig zu sein scheint, so ist für die Gültigkeit unserer Folgerung noch wesentlich, daß das Verhältnis der spezifischen Wärmen, das ebenfalls von der Zahl der Freiheitsgrade abhängt, unter korrespondierenden Umständen für die verschiedenen Stoffe dasselbe ist. Bekanntlich muß diese Bedingung auch bei der Anwendung des Gesetzes der korrespondierenden Zustände auf die meisten thermischen und mechanischen Eigenschaften erfüllt sein[2]). Natürlich kann unsere Folgerung nur genähert zutreffen, schon aus dem Grunde, weil das gleiche für das Gesetz der korrespondierenden Zustände gilt.

Bevor wir zur Prüfung unserer Folgerung übergehen, sei daran erinnert; daß das Gesetz

1) P. Drude, Lehrbuch der Optik, 2. Aufl. S. 362.
2) H. Happel, Ann. d. Phys. **21**, 342 (insbes. S. 369 u. 370), 1906.
3) K. Tangl, Ann. d. Phys. **10**, 748, 1903; **26**, 59, 1908; K. Bädeker, Zeitschr. f. phys. Chemie **36**, 305, 1901; F. Linde, Wiedem. Ann. **21**, 528, 1897; F. Hasenoehrl, Comm. from the phys. laborat. Leiden **52**, 3, 1899.
4) H. Kamerlingh Onnes, Archives Néerland. **30**, 101, 1897.

1) P. Drude, l. c.
2) Siehe H. Kamerlingh Onnes, Comm. from the phys. laborat. Leiden Nr. 23.

der korrespondierenden Zustände aussagt, daß die reduzierten Isothermen und Grenzkurven der meisten drei- und noch mehratomigen Stoffe, als deren Repräsentant wir Äther wählen, genähert zusammenfallen. Das nämliche gilt für die meisten oder möglicherweise gar für alle zweiatomigen Substanzen und es trifft endlich auch für die einatomigen Körper Argon, Krypton, Xenon und Quecksilber zu. Dagegen fallen die reduzierten Isothermen und Grenzkurven eines ein- und eines zweiatomigen Stoffs nicht zusammen, wenigstens nicht im ganzen Zustandsgebiet. Das gleiche gilt, wenn wir einen Körper der Äthergruppe mit einer zwei- oder einer einatomigen Substanz vergleichen. Zeichnet man die reduzierte Dampfdruckkurve (den reduzierten Dampfdruck $\mathfrak{p}$ als Funktion der reduzierten Temperatur $\mathfrak{t}$), so differiert diese Linie für die einatomigen Stoffe recht beträchtlich von der für die Stoffe der Äthergruppe. Die $\mathfrak{p}\mathfrak{t}$-Kurve der zweiatomigen Substanzen liegt zwischen denjenigen der beiden anderen Gruppen [1]). Unter allen Stoffen der Äthergruppe scheinen wenigstens in mancher Hinsicht Kohlensäure und Stickoxydul und möglicherweise auch die übrigen dreiatomigen Körper in ihrem Verhalten zum Gesetz der korrespondierenden Zustände denjenigen der zweiatomigen Substanzen am nächsten zu kommen [2]).

Wir betrachten nun zunächst die 4 Stoffe Benzol, Tetrachlorkohlenstoff, Kohlensäure und Stickoxydul, diese gehören sämtlich zur Äthergruppe und korrespondieren genähert miteinander; für Stickoxydul folgt dies aus den Beobachtungen von Villard, für die andern Körper ist es bereits bekannt. Die Dielektrizitätskonstante der 4 Substanzen findet man in der folgenden Tabelle angegeben, für Benzol benutzen wir

	t	K	t	n^2
Tetrachlorkohlenstoff	18	2,246	12,3	2,15
Benzol	18	2,29	16	2,26
Kohlensäure	15,5	1,530	15,5	1,42
Stickoxydul	14,5	1,522	15	1,43

wir hier und im folgenden die Beobachtungen von Tangl [3]), für Tetrachlorkohlenstoff die von Turner [4]) und für Stickoxydul und Kohlensäure die von Linde [5]). Tangl hat auch die Abhängigkeit der Größe K von der absoluten Temperatur T bestimmt, in geringerem Maße gilt dies auch für die Beobachtungen von Linde mit Kohlensäure und Stickoxydul, während bei Tetrachlorkohlenstoff über die Veränderung von K mit T nichts bekannt ist. Die Werte der Tabelle für die Brechungsexponenten n bzw. ihre Quadrate sind dem Werke von Landolt und Börnstein entnommen. Die gewöhnliche Temperatur t, auf die sich die betreffenden Daten beziehen, ist jedesmal in der Tabelle angegeben. Es genügt, wenn wir uns bei der Vergleichung der Dielektrizitätskonstanten auf gleiche reduzierte Temperatur beschränken, denn die Zustände, auf die sich die Beobachtungen über K und n beziehen, liegen auf dem flüssigen Zweig der Grenzkurve oder weichen wenigstens davon nur wenig ab. Wie man sieht, ist die Beziehung $K = n^2$ genähert erfüllt, allerdings sind für denselben Stoff die Werte für K und n^2 nicht immer genau auf dieselbe Temperatur bezogen, dies ist jedoch auch nicht nötig, da sich bei Flüssigkeiten von hoher kritischer Temperatur der Brechungsexponent bei Temperaturveränderungen von wenigen Graden so gut wie gar nicht ändert, in Übereinstimmung mit der Formel $\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} v = \text{konst.}$

Wir wollen nun die Dielektrizitätskonstante unter korrespondierenden Umständen vergleichen. In der folgenden Tabelle findet man für die 4 Stoffe die Werte von T_k angegeben, bei den 2 ersten ist die Vergleichung bei der reduzierten Temperatur $\mathfrak{t} = 0{,}524$ vorgenommen, bei den letzten 2 dagegen bei $\mathfrak{t} = 0{,}921$ und $\mathfrak{t} = 0{,}875$, man findet ferner jedesmal für jede Substanz die der betreffenden reduzierten Temperatur entsprechende absolute Temperatur angegeben.

Tetrachlorkohlenstoff		Benzol
$T_k = 556{,}15$		$T_k = 561{,}5$
	$\mathfrak{t} = 0{,}524$	
$T = 273 + 18$		$T = 273 + 21$
$K = 2{,}246$		$K = 2{,}28$
Kohlensäure		**Stickoxydul**
$T_k = 304{,}4$		$T_k = 311{,}8$
	$\mathfrak{t} = 0{,}921$	
$T = 273 + 8$		$T = 273 + 14{,}5$
$K = 1{,}55$		$K = 1{,}522$
	$\mathfrak{t} = 0{,}875$	
$T = 273 - 6{,}5$		$T = 273$
$K = 1{,}61$		$K = 1{,}60$

Wie man sieht, ist bei gleichem $\mathfrak{t}$ auch K für beide Körper gleich groß; indessen will diese gute Übereinstimmung wenig bedeuten, zumal die kritischen Temperaturen der miteinander verglichenen Stoffe stets wenig differieren. Bestimmen wir bei gleichem $\mathfrak{t}$ die Dielektrizitätskonstante für Benzol, Stickoxydul und den zweiatomigen Sauerstoff, und zwar jedesmal für den flüssigen auf der Grenzkurve gelegenen Zustand, so werden wir nach dem

1) H. Happel, Ann. d. Phys. **13**, 340, 1904; diese Zeitschr. **8**, 204, 1907.

2) Dies trifft z. B. zu für den Wert von $\frac{R T_k}{p_k v_k}$ [R = Gaskonstante]. Siehe J. P. Kuenen, Die Zustandsgleichung der Gase u. Flüssigkeiten, Braunschweig 1907, S. 60.

3) K. Tangl, l. c.

4) Turner, siehe Tabellenwerk von Landolt u. Börnstein.

5) F. Linde, l. c.

früher Gesagten erwarten dürfen, daß K für Stickoxydul zwischen dem K der beiden anderen Substanzen liegt, aber der Wert von K für Stickoxydul wird sich dem K für Benzol mehr nähern als dem K für Sauerstoff, denn diese 3 Körper zeigen in bezug auf das Verhältnis der spezifischen Wärmen und wahrscheinlich auch hinsichtlich des Gesetzes der korrespondierenden Zustände ein analoges Verhalten. Für Sauerstoff und Stickoxydul hat Hasenoehrl[1]) die Dielektrizitätskonstante bestimmt, und zwar jedesmal beim Siedepunkt der betreffenden Substanz. In der folgenden Tabelle sind die K-Werte für beide sowie für Benzol angegeben, man findet ferner die zu dem betreffenden K gehörige reduzierte Temperatur t, sowie die ihr entsprechende absolute Temperatur T. Die kritische Temperatur von Sauerstoff wurde nach Olszewski zu $T_k = 154{,}2$ angenommen, die der zwei anderen Stoffe ist bereits in der vorigen Tabelle angegeben. Da über die Abhängigkeit der Größe K bei Sauerstoff und Stickoxydul in dem hier in Betracht kommenden Temperaturgebiet keine Beobachtungen vorliegen, so konnte die Vergleichung nicht genau bei demselben t erfolgen, doch sind die Unterschiede in dem t-Werte so gering, daß wir wohl davon absehen können.

Sauerstoff	Stickoxydul
$t = 0{,}587$	$t = 0{,}581$
$T = 90{,}5$ (Siedepunkt	$T = 181$ (Siedepunkt)
$K = 1{,}465$	$K = 1{,}933$

Benzol

$t = 0{,}587$
$T = 273 + 57$
$K = 2{,}215$

Der Unterschied der K-Werte der 2 ersten Körper, bezogen auf den Mittelwert $\frac{1{,}465 + 1{,}933}{2}$, beträgt 0,28, während die entsprechende Differenz der 2 letzten Zahlen für K nur 0,14 beträgt. Wie man sieht, verhalten sich die Dielektrizitätskonstanten der 3 Stoffe so, wie wir es auf Grund unseres Satzes erwarteten; die kritischen Temperaturen der drei Substanzen sind sehr verschieden.

Da bei $t = 0{,}587$ K für Benzol etwas größer ist als K für Stickoxydul, so ist zu vermuten, daß das gleiche auch längs der Grenzkurve bis hin zu etwas größerem t zutrifft. Für Benzol ist nun bei $T = 273 + 182$ oder $t = 0{,}810$, der höchsten Temperatur, bis zu der sich die Beobachtungen erstrecken, $K = 1{,}966$; andererseits ist für Stickoxydul bei $T = 273 - 6$ oder $t = 0{,}856$, der tiefsten Temperatur, bis zu der sich die Beobachtungen von Linde erstrecken, $K = 1{,}643$. Berechnet man nun für Benzol nach der Clausius-Mosottischen Formel den Wert für K bei $t = 0{,}856$ aus der beobachteten Zahl bei $t = 0{,}810$, so folgt, falls man annimmt, daß für die Grenzkurve die Werte von v bei $t = 0{,}856$ und $t = 0{,}810$ sich wie $1{,}067 : 1$ verhalten [dies Verhältnis dürfte für die mit Äther korrespondierenden Stoffe zutreffen], $K = 1{,}89$ bei $t = 0{,}856$. Dieser Wert ist in der Tat etwas größer als die für dasselbe t für Stickoxydul zutreffende Zahl.

1) F. Hasenoehrl, l. c.

Wir wollen nun die Substanzen ins Auge fassen, für die Nernst[1]) die Dielektrizitätskonstante bestimmt hat. Es kommen hier nur die in Betracht, für die die Maxwellsche Relation $K = n^2$ genähert erfüllt ist, es sind dies die, welche in der Tabelle auf S. 659 (l. c.) zusammengestellt sind. Daß für sie mit Ausnahme von Diamyl und Diamylen K und n^2 genähert gleich sind, haben bereits Landolt und Jahn[2]) gezeigt; die beiden ebengenannten Körper müssen wir sowieso ausschließen, da ihre kritischen Daten zu wenig bekannt sind. Wir müssen uns nun zunächst über das Verhalten der übrigbleibenden 13 Stoffe zum Gesetz der korrespondierenden Zustände orientieren. Für Benzol ist es, wie schon erwähnt, bekannt, daß es zur Äthergruppe gehört. Das Verhalten der gesättigten normalen Kohlenwasserstoffe von der Form C_nH_{2n+2}, wozu Hexan und Oktan gehören, ist von S. Young sowie von Kuenen und Robson[3]) untersucht. Zeichnet man die reduzierte Dampfdruckkurve (der reduzierte Dampfdruck $\mathfrak{p}$ als Funktion der reduzierten Temperatur t) für Äthan, n-Pentan, n-Hexan und n-Oktan (für die übrigen hierher gehörigen Körper ist die $\mathfrak{p}$t-Kurve noch nicht oder noch zu wenig bekannt), so fallen diese Linien nicht sämtlich genähert zusammen — wie dies der Fall wäre, wenn das Gesetz der korrespondierenden Zustände ausnahmslos gälte — sondern sie lagern sich entsprechend der Größe des Molekulargewichts nebeneinander an, die Kurve für n-Pentan beispielsweise liegt also zwischen der für Äthan und n-Hexan, die $\mathfrak{p}$t-Linien für n-Pentan und n-Hexan korrespondieren übrigens mit denjenigen der Stoffe der Äthergruppe, die für Äthan weicht nach der einen Seite ab und die für n-Oktan nach der anderen. Für die übrigen Substanzen, deren Dielektrizitätskonstante uns jetzt interessiert, ist die $\mathfrak{p}$t-Kurve entweder gar nicht oder nur zum geringen Teil bekannt, die Siedepunkte dagegen sind von Landolt und Jahn[4]) bestimmt. Ich habe die zugehörige

1) W. Nernst, Zeitschr. f. phys. Ch. **14**, 622, 1894.
2) H. Landolt u. H. Jahn, Zeitschr. f. phys. Ch. **10**, 289, 1892.
3) J. P. Kuenen u. Robson, Phil. Mag. **3**, **6**. Serie, 622, 1902.
4) H. Landolt u. H. Jahn, l. c.

reduzierte Temperatur sowie den reduzierten Druck mittels der im Tabellenwerk von Landolt und Börnstein angegebenen kritischen Daten berechnet. Die so erhaltenen Wertepaare $\mathfrak{p}\mathfrak{t}$ fallen nahe mit der $\mathfrak{p}\mathfrak{t}$-Kurve der Stoffe der Äthergruppe zusammen, vermutlich trifft also das Gesetz der korrespondierenden Zustände zu.

Wir wollen nun die Dielektrizitätskonstanten unter entsprechenden Umständen vergleichen, wir beschränken uns dabei auf gleiche reduzierte Temperatur, da die kritischen Drucke wenigstens der Größenordnung nach gleich sind und die Größe K sich für Flüssigkeiten bei kleinen Druckunterschieden wahrscheinlich kaum merklich ändert, entsprechend der Formel (2). Nernst hat für keine der untersuchten Substanzen die Abhängigkeit der Größe K von T bestimmt, sondern seine Messungen stets bei 17^0 oder $T = 290^0$ ausgeführt, wir wollen daher im folgenden für Benzol und Metaxylol nicht die Nernstschen Werte, sondern die von Tangl benutzen, der für beide Stoffe auch die Abhängigkeit von T ermittelte. Die Beobachtungen beider Physiker bei Zimmertemperatur stimmen befriedigend überein. Wir vergleichen im folgenden Hexan, Oktan und Toluol sowohl mit Benzol als auch mit Metaxylol, wir brauchen dabei die Formeln von Tangl über die Beziehung zwischen K und T nicht zu extrapolieren. Die übrigen Substanzen vergleichen wir, um die übrigens nicht starke Extrapolation zu vermeiden, nur mit Metaxylol, bei Pseudokumol ist jedoch auch Benzol berücksichtigt. Im folgenden haben wir jedesmal die reduzierte Temperatur $\mathfrak{t}$ angegeben, sowie die zugehörigen Werte von T und K.

	T	$\mathfrak{t}$	K
n-Hexan	290	0,571	1,88
Benzol	321	0,571	2,23
Metaxylol	353	0,571	2,26
n-Oktan	290	0,510	1,95
Benzol	286	0,510	2,30
Metaxylol	315	0,510	2,34
Toluol	290	0,490	2,36
Metaxylol	302	0,490	2,36
Orthoxylol	290	0,460	2,57
Metaxylol	284	0,460	2,40
Paraxylol	290	0,470	2,25
Metaxylol	290	0,470	2,38
Äthylbenzol	290	0,469	2,42
Metaxylol	290	0,469	2,38
Isopropylbenzol	290	0,456	2,37
Metaxylol	282	0,456	2,40
Propylbenzol	290	0,455	2,38
Metaxylol	281	0,455	2,40
Isobutylbenzol	290	0,446	2,35
Metaxylol	276	0,446	2,41
Cymol	290	0,445	2,25
Metaxylol	275	0,445	2,42
Pseudokumol	290	0,444	2,42
Metaxylol	274	0,444	2,42
Benzol	249	0,444	2,36

Sehen wir zunächst von n-Hexan und n-Oktan ab, so erkennt man, daß bei gleichem $\mathfrak{t}$ die Werte für K für verschiedene Stoffe gleich sind, freilich gilt dies nur genähert, aber wir konnten auch nicht mehr erwarten, wie früher schon erwähnt. Die kritischen Temperaturen der miteinander verglichenen Substanzen sind zwar durchweg nicht sehr verschieden, aber hin und wieder kommen doch nicht unbeträchtliche Unterschiede vor; so ist z. B. für Benzol $T_k = 561{,}5$, während für Propylbenzol $T_k = 638{,}6$ ist, und für Pseudokumol beträgt T_k gar 654,2. Auch Amylen, für das Landolt und Jahn die Dielektrizitätskonstante ermittelten, fügt sich dem ausgesprochenen Satze. Die Messung von K geschah bei $T = 289$ oder $\mathfrak{t} = 0{,}607$, der zugehörige Wert für K ist 2,20, während bei dem gleichen $\mathfrak{t}$ für Metaxylol $K = 2{,}22$ ist. Die Übereinstimmung ist gut, obwohl die kritischen Temperaturen stark differieren, für Amylen ist $T_k = 476$, während für Metaxylol $T_k = 618{,}6$ ist. Die Relation $K = n^2$ gilt in roher Annäherung für Amylen, wie Landolt und Jahn zeigten, über das Verhalten zum Gesetz der korrespondierenden Zustände dagegen läßt sich bei Amylen wegen mangelnden Beobachtungsmaterials mit Sicherheit nichts aussagen.

Was Hexan und Oktan betrifft, so fügen sich diese Stoffe unserem Satze nur in sehr roher Annäherung. Man muß jedoch bedenken, daß beide zu einer Klasse von Körpern gehören, nämlich den normalen gesättigten Kohlenwasserstoffen, die ein eigenartiges Verhalten zum Theorem der übereinstimmenden Zustände einnehmen.

Wir wollen jetzt unsere Folgerung an Gasen prüfen, und zwar betrachten wir zunächst miteinander korrespondierende Stoffe, die mehr als 3 Atome im Molekül enthalten. Es kommen hier nur Benzol und Tetrachlorkohlenstoff in Betracht, für die Bädeker[1]) die Dielektrizitätskonstante gemessen hat. In der folgenden Tabelle findet man für beide Substanzen die Werte von K angegeben, und zwar für den Druck $p = 1$ Atm. und $T = 273 + 110 = 383$. Ich habe ferner für denselben Zustand das Quadrat des Brechungsexponenten n (gelb) mittels der Formel $\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} v = \frac{n_0^2 - 1}{n_0^2 + 2} v_0 = \text{konst.}$ berechnet, wobei n_0 der dem Tabellenwerk von Landolt und Börnstein entnommene Wert von n für 1 Atm. und 0^0 ist; das zugehörige Volumen v_0 läßt sich ebenso wie das Volumen v aus dem Mariotte-Gay Lussacschen Gesetz berechnen. Bei Benzol liegen 2 nicht gut übereinstimmende Angaben über n_0 vor, die Max-

1) K. Bädeker, siehe Tabellenwerk von Landolt und Börnstein.



wellsche Relation scheint jedoch für beide Substanzen genähert zuzutreffen.

	K für 1 Atm. und $T=383$	n^2 für 1 Atm. und $T=383$
Benzol	1,00292	{ 1,00260 1,00242
Tetrachlorkohlenstoff	1,00304	1,00254

Wir wollen jetzt K unter übereinstimmenden Zuständen vergleichen. In der folgenden Tabelle findet man außer den kritischen Daten T_k, p_k und den reduzierten Größen $\mathfrak{t}$, $\mathfrak{p}$ noch die ihnen entsprechenden Werte von T und p für jeden Stoff angegeben. Bei Benzol geschah die Umrechnung des beobachteten Wertes von K auf den Wert von K für den Zustand Tp mittels des von Bädeker beobachteten Temperaturkoeffizienten und der Clausius-Mosottischen Gleichung, die hier nur für die Druckänderung bei konstantem T benutzt wurde.

Benzol	Tetrachlorkohlenstoff
$T_k=561{,}5$	$T_k=556{,}15$
$p_k=47{,}9$ Atm.	$p_k=45{,}0$ Atm.

$\mathfrak{t}=0{,}689$
$\mathfrak{p}=0{,}02224$

$T=386$	$T=383$
$p=1{,}063$ Atm.	$p=1$ Atm.
$K=1{,}00308$	$K=1{,}00304$

Die Übereinstimmung ist recht gut.

Wir betrachten jetzt die dreiatomigen Gase Kohlensäure und Stickoxydul. Daß für beide die Maxwellsche Beziehung $K=n^2$ genähert zutrifft, darf als bekannt angenommen werden. In der folgenden Tabelle vergleichen wir die Dielektrizitätskonstanten der ebengenannten Körper und die für Benzol und Tetrachlorkohlenstoff. Die reduzierte Temperatur, bei der dies geschieht, ist $\mathfrak{t}=0{,}876$. Bei Benzol beträgt die höchste Temperatur, bis zu der sich Bädekers Messungen erstrecken, $T=413$ oder $\mathfrak{t}=0{,}735$. Aus dem zugehörigen Wert von K wurde K für die Vergleichstemperatur mittels der Clausius-Mosottischen Gleichung bestimmt. In analoger Weise verfuhren wir bei Tetrachlorkohlenstoff, wobei die Messungen ebenfalls bis $T=413$ reichen. Bei Stickoxydul liegen ebenso wie bei Kohlensäure keine Beobachtungen über die Abhängigkeit der Größe K von T vor, die Umrechnung auf die Vergleichstemperatur geschah mit der Clausius-Mosottischen Formel.

Benzol	Tetrachlorkohlenstoff
$T_k=561{,}5$	$T_k=556{,}15$
$p_k=47{,}9$ Atm.	$p_k=45{,}0$

$\mathfrak{t}=0{,}876$
$\mathfrak{p}=0{,}01291$

$T=492$	$T=488$
$p=0{,}619$ Atm.	$p=0{,}581$ Atm.
$K=1{,}001343$	$K=1{,}001303$
$K=(1{,}001290)$	$K=(1{,}001230)$

Stickoxydul	Kohlensäure
$T_k=311{,}8$	$T_k=304{,}4$
$p_k=77{,}5$	$p_k=72{,}9$

$\mathfrak{t}=0{,}876$
$\mathfrak{p}=0{,}01291$

$T=273$	$T=267$
$p=1$ Atm.	$p=0{,}941$ Atm.
$K=1{,}000994$ (B)	$K=1{,}000913$ (B)
$K=1{,}001158$ (Kl)	$K=1{,}000949$ (Kl)

Bei Stickoxydul und Kohlensäure ist die Übereinstimmung nicht schlecht, falls man die Boltzmannschen Daten, also die mit (B) bezeichneten, benutzt; für die Angaben von Klemencic, denen ein (Kl) beigefügt ist, trifft der Satz nur in recht roher Annäherung zu. Die berechneten Zahlen bei Benzol und Tetrakohlenstoff sind mit einiger Vorsicht hinzunehmen, da der von Bädeker experimentell bestimmte Temperaturkoeffizient nicht übereinstimmt mit dem, der sich aus der Clausius-Mosottischen Formel berechnet und somit bei den beiden Substanzen Zweifel bezüglich der Anwendbarkeit dieser Gleichung bestehen. Ich habe daher bei Benzol und Tetrachlorkohlenstoff K auch in der Weise berechnet, daß ich die Bädekersche Formel über die Beziehung zwischen K und T, die eigentlich nur bis $T=413$ gültig ist, bis $T=433$ benutzte und dann erst die Clausius-Mosottische Gleichung anwandte. Die so erhaltenen Zahlen sind in Klammern gesetzt. Während die ausgesprochene Regel für die ebengenannten Stoffe einerseits ebenso wie für Stickoxydul und Kohlensäure andererseits genähert gültig ist, scheint zwischen den zwei ersten Substanzen und den zwei anderen nur eine sehr rohe Übereinstimmung vorhanden zu sein. Doch können wir auf Grund des ausgesprochenen Satzes nicht mehr verlangen, da höchstwahrscheinlich das Verhältnis der spezifischen Wärmen nicht das gleiche ist. Es wäre jedenfalls wünschenswert, Beobachtungen über K bei Benzol und Tetrachlorkohlenstoff bei noch höheren Temperaturen anzustellen, als dies Bädeker tat.

Da K für die dreiatomigen Gase unter korrespondierenden Umständen etwas kleiner ist als für Benzol und Tetrachlorkohlenstoff, so ist zu vermuten, daß es für die zweiatomigen Gase noch kleiner ist als für die dreiatomigen. Wir wollen dies jetzt prüfen und außerdem zusehen, ob unser Satz auch auf zweiatomige Stoffe anwendbar ist. Von diesen kommen hier nur Kohlenoxyd, Sauerstoff und Stickstoff in Betracht. Wasserstoff müssen wir ausschließen, da seine kritischen Daten zu ungenau bekannt

sind und außerdem sein Verhalten zum Gesetz der korrespondierenden Zustände nicht genügend geklärt ist. Für Sauerstoff ist zwar K nicht bestimmt, Dewar und Fleming sowie Bädeker[1]) behaupten aber, daß die Dielektrizitätskonstante für Sauerstoff nur sehr wenig abweicht von der für Luft, wir setzen daher im folgenden für Sauerstoff bei $T = 273$ und $p = 1$ Atm. $K = 1{,}000576$, was dem von Tangl für Luft erhaltenen Werte entspricht. Auch für Stickstoff benutzen wir den Wert von Tangl. Wir wollen nun für Kohlenoxyd, Sauerstoff und Stickstoff K unter korrespondierenden Umständen vergleichen; die Beziehung $K = n^2$ trifft für alle 3 Substanzen zu.

Kohlenoxyd	Sauerstoff
$T_k = 133{,}5$	$T_k = 154{,}2$
$p_k = 35{,}5$ Atm.	$p_k = 50{,}8$ Atm.
$\mathfrak{t} = 2{,}044$	
$\mathfrak{p} = 0{,}0282$	
$T = 213$	$T = 316$
$p = 1$ Atm.	$p = 1{,}43$ Atm.
$K = 1{,}000690$ (B)	$K = 1{,}000712$
$K = 1{,}000694$ (Kl)	

Stickstoff	Kohlensäure
$T_k = 127$	$T_k = 304{,}4$
$p_k = 35{,}0$ Atm.	$p_k = 72{,}9$ Atm.
$\mathfrak{t} = 2{,}044$	
$\mathfrak{p} = 0{,}0282$	
$T = 260$	$T = 622$
$p = 0{,}987$ Atm.	$p = 2{,}054$ Atm.
$K = 1{,}000600$	$K = 1{,}000870$[2])

Bei der Umrechnung auf den Vergleichszustand benutzten wir die Clausius-Mosottische Formel. Bei den drei ersten Substanzen wird sie nur auf ein kleines Intervall angewandt, für Kohlensäure dagegen ist es beträchtlich. Berechnet man aber K für Kohlensäure für den Zustand, der mit Sauerstoff bei $T = 273$, $p = 1$ Atm. korrespondiert, wobei die Clausius-Mosottische Gleichung für ein geringeres Intervall benutzt wird, so ergibt sich wiederum, wie wir es vermuteten, daß K für Kohlensäure etwas größer ist als K für Sauerstoff. Was die zweiatomigen Stoffe anbelangt, so erkennt man, daß für sie K unter korrespondierenden Umständen nahezu gleich groß ist. Der Wert für Stickstoff weicht allerdings ein wenig ab, das gleiche trifft aber auch für die reduzierte Dampfdruckkurve dieser Substanz zu. Um hier eine gute Übereinstimmung zu erhalten, mußte man p_k etwas größer annehmen [die kritische Temperatur ist im allgemeinen genauer bestimmt als der kritische Druck]; dann aber wird auch für die Dielektrizitätskonstante die Übereinstimmung mit Kohlenoxyd und Sauerstoff besser.

Wir wollen nun noch das Verhalten von Äthylen prüfen. Dieser Stoff korrespondiert nicht mit Äther, wie man vielleicht vermuten sollte, sondern er scheint sich — soweit man dies überhaupt aus den vorliegenden Daten schließen kann — in bezug auf die reduzierte Dampfdruckkurve den obengenannten zweiatomigen Substanzen anzuschließen. Die Beziehung $K = n^2$ ist erfüllt, wie Boltzmann und Klemencic zeigten. Aber K hat unter korrespondierenden Bedingungen nicht den gleichen Wert wie bei Kohlenoxyd, unter denselben Bedingungen wie früher, also für $\mathfrak{t} = 2{,}044$, $\mathfrak{p} = 0{,}0282$ ergibt sich z. B. $K = 1{,}000946$ für Äthylen, falls man $T_k = 283$ und $p_k = 51{,}7$ Atm. setzt. Dies kann aber nicht als Widerspruch gegen unsere Folgerung angesehen werden, da das Verhältnis k der spezifischen Wärmen für Äthylen höchstwahrscheinlich verschieden sein wird von dem für Kohlenoxyd. Beobachtungen über k bei Äthylen liegen nicht vor.

Soweit sich also auf Grund des vorliegenden Beobachtungsmaterials ein Schluß ziehen läßt, scheint unsere Folgerung genähert zuzutreffen, doch sind noch weitere Messungen zur Sicherstellung des Resultates nötig.

Zum Schluß wollen wir noch Gleichung (2) für Benzol und Tetrachlorkohlenstoff prüfen. Beim ersten Stoff ist für $T = 273 + 110 = 383$ und $p = 1$ Atm. $K = 1{,}00292$ nach Bädeker, für dasselbe T und p ergibt sich nach dem Mariotte-Gay Lussacschen Gesetz $v = 402$, und somit wird für den gleichen Zustand $\frac{K-1}{K+2} v = 0{,}391$. Setzt man andererseits für den flüssigen Zustand bei $T = 273$, $v = 1{,}111$ und $K = 2{,}322$ (Tangl), so folgt $\frac{K-1}{K+2} v = 0{,}341$. Für Tetrachlorkohlenstoff ist bei $T = 383$, $K = 1{,}00304$ und $v = 204$. Somit wird $\frac{K-1}{K+2} v = 0{,}207$. Für den flüssigen Zustand ist bei $T = 273$, $v = 0{,}614$, $K = 2{,}26$ und $\frac{K-1}{K+2} v = 0{,}182$. Eine rohe Übereinstimmung ist bei beiden Stoffen vorhanden.

Tübingen, August 1909.

(Eingegangen 29. August 1909.)

1) K. Bädeker, Zeitschr. f. phys. Ch. 36, 305 (insbes. 326), 1901.

2) Mittelwert aus Boltzmanns u. Klemencics wenig abweichenden Beobachtungen.



Über asymmetrische Tripletts im Wolframspektrum.

Von J. Stock.

In einem Artikel über asymmetrische Tripletts erwähnt Prof. Zeeman die Beobachtungen von Herrn Jack über einige ausgeprägte Dissymmetrien im Wolframspektrum, die im hiesigen Institute mit dem großen Rowlandschen Gitter gemacht wurden. Da nach späteren, nicht publizierten Beobachtungen des Herrn Jack diese Dissymmetrien sich in auffallender Weise inkonstant erwiesen, insbesondere sich ähnlich, wie bei den Intensitätsverhältnissen der Komponenten der Tripletts, ein Einfluß der Polarisationsverhältnisse des auf das Gitter fallenden Lichtes auszudeuten schien, so unternahm ich es auf Anregung von Herrn Prof. Voigt, diese Asymmetrie näher zu untersuchen, vorzugsweise auch eine etwaige Abhängigkeit von der Drehung der Polarisationsebene festzustellen. Eine solche Abhängigkeit würde wahrscheinlich machen, daß es sich bei jenen auffallenden Dissymmetrien, welche Herr Jack beobachtet hat, nicht um einen einfachen Zerlegungsvorgang handelt, sondern um die Zerlegung mehrerer, einander sehr naher und für die Beobachtung nicht trennbarer Linien. In der Tat würde z. B. ein enges Linienpaar, von dem das eine Glied eine normale, das andere eine bez. der Polarisation anormale Zerlegung von etwa demselben Betrage liefert, eine Dissymmetrie der Erscheinung ergeben, die sich bei einer Drehung der auf das Gitter auffallenden Schwingungen um die Fortpflanzungsrichtung ändert. Bei der theoretischen Bedeutung der Dissymmetrien des Zeemaneffektes erschien die völlige Aufklärung einiger der frappantesten Fälle durchaus notwendig.

Die benutzte Gitteraufstellung des Göttinger Instituts ist schon öfter beschrieben worden. Das Licht, das in einem Vorzimmer von einem elektrischen Funken zwischen den Polschuhen des Magneten ausging, passierte eine Linse, dann den Spalt, und im zweiten, während der Exposition völlig abgeschlossenen Raume, eine Quarzplatte, normal zur optischen Achse geschliffen, von veränderlicher Dicke, fiel dann auf ein großes Rowlandsches Konkavgitter und von da aus auf die photographischen Platten. Da ich nur Linien im Ultravioletten untersuchte, so benutzte ich entweder eine Quarz- oder eine Flußspatlinse. Die Quarzlinse war, um eine unregelmäßige Drehung der Polarisationsebene zu vermeiden, parallel der Achse geschliffen; die Quarzplatte von veränderlicher Dicke war aus zwei gegeneinander verschiebbaren Keilen in bekannter Weise zusammengesetzt.

Der Funken sprang zwischen zwei 1 mm dicken, 5 mm breiten Kohlenstäbchen über; Wolframsalz (Natrium Wolframicum) wurde in Wasser gelöst, die Stäbchen damit bestrichen und gewartet, bis sich nach dem Abdampfen des Wassers auf den Kohlenoberflächen eine Schicht des Salzes gebildet hatte. Die Linien waren schärfer, wenn die Lösung verdünnt, also die Dichte des Metalldampfes klein war.

Um aufzuklären, ob die Asymmetrien von der Lage der Polarisationsebene des aufs Gitter auffallenden Lichtes abhängig wären, wurden die Messungen der Komponentenabstände für verschiedene Lagen der Polarisationsebene ausgeführt. Das geschah auf verschiedene Weise. Es wurden zuerst Aufnahmen mit der Quarzlinse ohne Quarzkeile gemacht. Dabei war die Achse einmal parallel den Gitterlinien gerichtet, dann senkrecht, dann unter 45 Grad geneigt. Bei der letzten Stellung der Linse, bei welcher die Gesamtkomponenten der Schwingungen parallel und normal zu den Gitterfurchen gleich stark sein mußten, wurden dann hinter den Spalt die Quarzkeile geschoben und nun mehrere Aufnahmen bei verschiedener Dicke der aus ihnen gebildeten Quarzplatte gemacht. Die Dicke der Keile in verschiedenen Stellungen war in mm:

5,77, 5,58, 5,38, 5,18, 4,60,

und da der aus Landolts Tafeln extrapolierte Wert des spezifischen Drehungsvermögens für die hauptsächlich untersuchte Linie $\lambda = 3311,53$ rund 78^0 war, so betragen die entsprechenden Drehungen in den vorliegenden Fällen

$444,3^0$, $435,2^0$, $419,6^0$, $398,8^0$, $354,2^0$,

oder nach Abzug von 360^0

$84,3^0$, $75,2^0$, $59,6^0$, $38,8^0$, $-5,8^0$.

Der Drehungsbereich von 90^0 genügt für die Entscheidung der gestellten Frage; denn weiterhin folgen wiederum dieselben Polarisationsverhältnisse in bezug auf die Gitterfurchen.

Eine ausgeprägte Dissymmetrie wurde von Herrn Jack gefunden bei der Linie 3311,53; er maß hier die Abstände zu $-0,159$ mm, 0, $+0,181$ mm, also beträgt der Unterschied ca. 14 Proz. Diese Linie eignet sich vorzugsweise zur Untersuchung, da sie recht stark ist und ziemlich genau ausgemessen werden kann.

Weniger stark, aber schärfer ist die Linie 3361,25. Diese Abstände der Komponenten dieser Linie [$-0,124$, 0, $+0,139$] sind von Herrn Jack, wie ich vermute, im Spektrum, zweiter oder dritter Ordnung, ausgemessen worden. Außer diesen beiden Linien habe ich noch die Linie 3049,80 untersucht.

Die Abweichungen zwischen den Ausmessungen auf einer und derselben Platte waren bei meinen Beobachtungen nicht größer als 0,005 mm, bei solchen auf verschiedenen Platten größer; sie gingen bisweilen bis zu

0,010 mm. Dies ist leicht erklärlich, wenn man bedenkt, von wie vielen sekundären Umständen das Aussehen der Linien bei einer $1\frac{1}{2}$stündigen Expositionsdauer abhängt. Es kommt nicht nur die verschiedene Intensität der äußeren und inneren Komponenten infolge der verschiedenen Richtung der Polarisationsebene des auffallenden Lichtes in Frage, sondern auch das Aussehen des Funkens, die Dichte des Salzes, die Verschiedenheit der Beleuchtung des Gitters mittels der Quarz- und der Flußspatlinse. Jedesmal wurden fünf Messungen der einzelnen Linien ausgeführt, und jede Platte wurde wenigstens zweimal ausgemessen, es liegen also jeder Zahl zehn Messungen zugrunde. Die entsprechenden, bei den verschiedenen oben angedeuteten Anordnungen, in mm gemessenen Abstände waren:

Im Gegensatz zu den vorstehenden im wesentlichen negativen Resultaten habe ich nun aber gleich zu Anfang meiner Beobachtungen bei den ersten Probeaufnahmen eine Platte (Nr. 28) erhalten, bei der nicht nur die Dissymmetrie sehr merklich ist, sondern sogar die von Herrn Jack beobachtete noch erheblich übertrifft. Ich finde nämlich bei mehreren Ausmessungen folgende Zahlen:

Platte 28.
$\lambda = 3311$.

0,161,	0,	0,193
0,159,	0,	0,190
0,157,	0,	0,193
0,157,	0,	0,188
0,160,	0,	0,191
im Mittel: 0,159,	0,	0,191.

1. Bei Anwendung der Quarzlinse allein:

Nr. der Platten	$\lambda = 3311$	$\lambda = 3361$	$\lambda = 3049$	Anmerkung	
115, 116	0,168, 0, 0,174	0,132, 0, 0,137	0,146, 0, 0,146	Achse parallel den Gitterlinien	ohne Quarzkeile
117, 118	0,170, 0, 0,175	0,132, 0, 0,135	0,141, 0, 0,152	Achse senkrecht	
119, 120	0,170, 0, 0,175	0,131, 0, 0,134	0,141, 0, 0,152	Achse 45° geneigt	

2. Mit hinter den Spalt geschobenen Quarzkeilen:

Nr. der Platten	$\lambda = 3311$	$\lambda = 3361$	$\lambda = 3049$	Anmerkung
89, 90	0,168, 0, 0,167	zu schwach	0,135, 0, 0,141	Drehung um 84°
93, 94	0,165, 0, 0,171	0,140, 0, 0,137	0,141, 0, 0,142	„ „ 75°
97, 98	0,165, 0, 0,168	0,136, 0, 0,142	0,148, 0, 0,150	„ „ 60°
91, 92	0,166, 0, 0,172	0,131, 0, 0,137	0,141, 0, 0,149	„ „ 39°
95, 96	0,163, 0, 0,165	zu schwach	0,143, 0, 0,145	„ „ 6°

Nun wurde statt mit der Quarzlinse mit einer Flußspatlinse von ca. 30 cm Brennweite exponiert, zunächst ohne Quarzkeile, dann mit ihnen bei verschiedenen Dicken. Die entsprechenden Zahlen, erhalten auf dieselbe Weise, bei entsprechenden Drehungen der Polarisationsebene, sind in folgender Tabelle angegeben:

Die Abstände für $\lambda = 3361$ sind 0,135, 0 0,141, für 3049 bzw. 0,140, 0,153. Der in Frage kommende Teil der bez. Platte ist in fünffacher Vergrößerung in Fig. 2 abgebildet, während Fig. 1 dasselbe Triplett in einer der oben besprochenen späteren Aufnahmen darstellt. Man sieht deutlich, daß bei dem Tri-

3. Mit der Flußspatlinse:

Nr. der Platten	$\lambda = 3311$	$\lambda = 3361$	$\lambda = 3049$	Anmerkung
101, 102	0,175, 0, 0,183	0,142, 0, 0,135	0,152, 0, 0,153	Ohne Quarzkeile
103, 104	0,168, 0, 0,170	0,134, 0, 0,138	0,141, 0, 0,139	Dicke d. Quarzk. 2,93 mm, Drehung 229°
105, 106	0,164, 0, 0,171	0,130, 0, 0,139	0,146, 0, 0,138	Dicke 3,16 mm, Drehung 246°
107, 108	0,171, 0, 0,177	0,134, 0, 0,135	0,140, 0, 0,145	Dicke 3,63 mm, Drehung 283°
109, 110	0,168, 0, 0,174	0,136, 0, 0,137	0,140, 0, 0,138	Dicke 4,16 mm, Drehung 324°

Die vorstehend angeführten Zahlen zeigen, daß eine ausgeprägte Dissymmetrie bei den beobachteten Linien nicht vorhanden ist. Man bemerkt aber bei $\lambda = 3311$, daß auf allen Platten der eine Abstand immer ein wenig größer ist als der andere, wenn auch diese Überschüsse fast in den Fehlergrenzen liegen. Der größere Abstand gegen das rote Ende des Spektrums beträgt im Dnrchschnitt 0,173 mm, der kleinere 0,168, es ist also ein Unterschied vorhanden von ca. 3 Proz.

plett 3311 ein ganz beträchtlicher Unterschied der Abstände der Komponenten besteht.

Ich habe mich nachhaltig bemüht, eine weitere ähnliche Dissymmetrie wiederum zu bekommen — leider vergeblich. Ich vermutete, daß die Dissymmetrie die Folge einer unvollkommenen Einstellung war; deshalb verdarb ich dieselbe absichtlich. Ich ließ also das Licht etwas schief auf die Linse fallen, verschob die Linse etwas seitwärts, so daß man, durch den Spalt auf die Linse blickend, nur die Hälfte



Fig. 1.

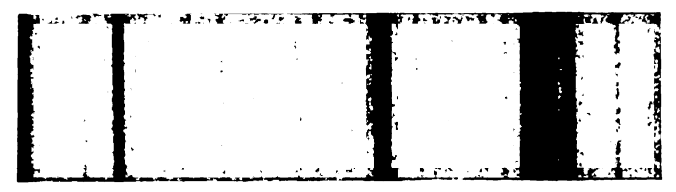


Fig. 2.

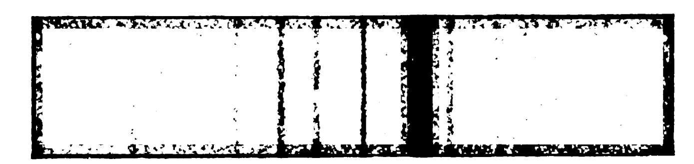


Fig. 3.

der Linse beleuchtet sah. Immer aber traten die Linien in symmetrischer Lage auf. Fig. 2 läßt erkennen, daß auf der Platte 28 gewisse Linien gegen das Rote hin etwas verwaschen und dadurch unscharf sind. Eine nähere Betrachtung des Tripletts durch den Zeißschen Komparator, mit dem er ausgemessen wurde, überzeugt, daß in Wirklichkeit die beiden äußeren Komponenten des Tripletts nach den längeren Wellenlängen hin ein wenig verwaschen, daß dagegen die innere Komponente gleichmäßig nach beiden Seiten hin abschattiert ist. Infolge der Verwaschung nach Rot verringert sich scheinbar der Abstand auf der Seite der kleineren Wellenlängen, der auf der Seite der größeren vergrößert sich. Mißt man die Abstände der scharfen Kanten von der Mittellinie, so findet man die Dissymmetrien nicht wieder.

Nun ist es bekannt, daß die Verbreiterungen der Linien, symmetrische oder unsymmetrische, in bezug auf die ursprüngliche Lage sowohl von der Temperatur als auch der Dampfdichte des Salzes abhängig sind. Ich steigerte deshalb bei den Versuchen die Dampfdichte soviel als möglich, indem ich alle fünf Minuten die Kohlenstäbchen mit einer dicken Salzdichte bedeckte und die Stromstärke vergrößerte. Dabei war die Stellung der Polarisationsebene eine solche, daß einmal die äußeren Komponenten eine geringere Lichtintensität hatten als die innere, das andere Mal waren alle drei Komponenten gleich stark. Trotzdem war von einer Verwaschung, also auch von einer angeblichen größeren Dissymmetrie bei der Linie $\lambda = 3311$ nichts zu sehen.

Bei der Linie $\lambda = 3049$ trat aber auf der Platte 126 ein erheblicherer Unterschied hervor; das bez. Triplett ist in Fig. 3 abgebildet. Die entsprechenden Abstände sind:

Nr. der Platten	$\lambda = 3311$	$\lambda = 3361$	$\lambda = 3049$	Anmerkung
121, 122	0,174, 0, 0,181	0,136, 0, 0,142	0,148, 0, 0,154	Äußere Komp. schwach
125, 126	0,175, 0, 0,178	0,138, 0, 0,141	0,155, 0, 0,129	Alle Komp. von gleicher Stärke

Der Einfluß der Schärfe einer Spektrallinie auf die Dissymmetrie des von ihr gelieferten Tripletts dürfte durch vorstehendes sehr wahrscheinlich gemacht sein. Es bleibt die Ursache der beobachteten einseitigen Verwaschenheit freilich noch ganz unaufgeklärt. Die Frage ist um so schwieriger, als die mittlere Komponente sich entgegengesetzt verhält wie man erwarten sollte; eine stärkere Komponente müßte durch eine auf alle Schwingungen gleichmäßig wirkende Ursache eine stärkere einseitige Verbreiterung erfahren als eine schwächere, — und eine solche würde eine Dissymmetrie im entgegengesetzten Sinne ergeben als die Beobach-

tung zeigt. Es muß sonach eine Ursache geben, welche bei den Schwingungskomponenten senkrecht zu den Kraftlinien des Magnetfeldes eine stärkere Verbreiterung nach Rot ergibt als bei denjenigen parallel zu den Kraftlinien. Daß die Ursache auf dem Wege der Strahlen bis zur photographischen Platte liegt, ist sehr unwahrscheinlich, sie dürfte in der Lichtquelle selbst zu suchen sein.

Die vorstehend mitgeteilten Beobachtungen klären die Frage der veränderlichen Dissymmetrie nicht, sie begrenzen aber das Problem enger und insofern erachte ich ihre Publikation für angezeigt, — um so mehr, als ich durch meinen Fortgang von Göttingen verhindert bin, die Untersuchung fortzusetzen.

Göttingen, im August 1909.

(Eingegangen 26. August 1909.)

Nachweis der komplexen Natur von Radium C.

Von Otto Hahn und Lise Meitner.

Die Absorption der verschiedenen β-Strahlen von Thorium und Aktinium erfolgt, wie wir in einigen früheren Mitteilungen in Übereinstimmung mit anderen Autoren gezeigt haben, bei Ausschluß zu schräger Strahlen nach einem Exponentialgesetz [1]). Beim Thorium haben wir nachgewiesen, daß die β-Strahlen vom Mesothorium II, Thorium A und Thorium D herrühren. Diese letztere Substanz haben wir in neuerer Zeit bei einer anderen Gelegenheit aufgefunden [2]) und den Nachweis erbracht, daß die bisher dem Thorium B bzw. Thorium C zugeschriebenen β-Strahlen von dieser neuen Substanz, die mit einer Periode von 3,1 Minuten zerfällt, emittiert werden.

Von den Zerfallsprodukten des Aktiniums sind Radioaktinium, Aktinium A und das unlängst von uns entdeckte Aktinium C [3]) die Träger der β-Strahlen.

Von den untersuchten Strahlen ergaben sich bei den von uns eingehaltenen Bedingungen die des Thorium A, Thorium D, Aktinium A und Aktinium C als homogen, während die Strahlen des Mesothorium II und des Radioaktiniums aus mehreren Strahlengruppen bestehen.

Nach der schon früher von uns aufgestellten Hypothese, daß komplexen β-Strahlen auch komplexe Substanzen entsprechen, müssen wir also annehmen, daß Mesothorium II und Radioaktinium keine einheitlichen Substanzen sind.

Zur Vervollständigung haben wir unsere Untersuchung jetzt auch auf die β-Strahlen des Radiums ausgedehnt.

Die β-Strahlen des Radiums rühren, wie von Rutherford, H. W. Schmidt, Meyer und v. Schweidler, Bronson u. a. gezeigt worden ist, von Radium B, Radium C und Radium E_2 her.

Die Strahlen von Radium C und Radium E_2 wurden von den Forschern als nicht homogen beschrieben. Meyer und v. Schweidler [1]) fanden beim Radium E_2 außer der β-Strahlung noch eine weiche Strahlung, die zur Hälfte von $1,5 \cdot 10^{-4}$ cm Aluminium absorbiert wird.

H. W. Schmidt [2]) schließt aus seinen Versuchen, daß Radium C zwei, Radium B sogar drei verschiedene Gruppen von β-Strahlen emittiert.

Unsere Untersuchungen stimmen mit denen der genannten Forscher insofern überein, als auch wir sowohl beim Radium C als beim Radium E_2 eine komplexe Strahlung fanden. Radium B dagegen scheint nach unserer Beobachtung eine einheitliche β-Strahlung auszusenden, doch können wir nicht unerwähnt lassen, daß es sehr schwer ist, Radium B als einheitliche Substanz zu untersuchen, da ja wenige Minuten nach der Herstellung schon ein großer Prozentsatz von Radium C nachgebildet ist.

Im folgenden geben wir einige Kurven für Radium $B+C$, Radium B und Radium C getrennt an.

Radium $B+C$ wurde in der Weise erhalten, daß aktiver Niederschlag in verdünnter Säure gelöst und in einem Schälchen eingedampft wurde, so daß die Substanz in sehr dünner Schicht vorlag. Die Versuche wurden wie bei den früheren Arbeiten mit einem β-Strahlen-Elektroskop ausgeführt. Als absorbierende Substanz dienten Aluminiumfolien von 0,045 mm

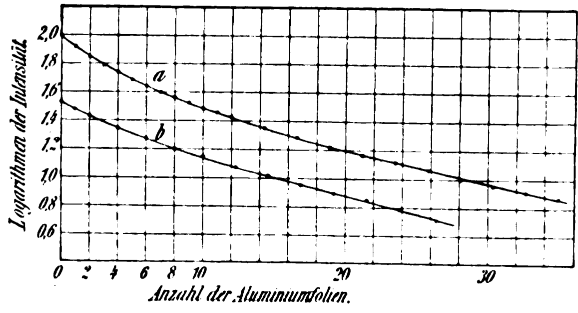


Fig. 1.

Dicke. In den Kurven sind als Ordinaten die Logarithmen der Aktivität, als Abszissen die Anzahl der Aluminiumfolien aufgetragen.

Fig. 1 Kurve a gibt die für Radium $B+C$

---

1) O. Hahn u. L. Meitner, diese Zeitschr. **9**, 321 bis 333, 1908.

2) O. Hahn u. L. Meitner, Ber. d. Deutsch. Phys. Ges. **11**, 55—62, 1909.

3) O. Hahn u. L. Meitner, diese Zeitschr. **9**, 697 bis 702, 1908.

1) Meyer u. v. Schweidler, Wien. Ber. **115**, IIa, 697 bis 711, 1906.

2) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **7**, 764—766, 1906.

erhaltenen Messungsresultate wieder. Man sieht eine deutliche Krümmung, was bei dem komplexen Ausgangsmaterial nicht weiter verwunderlich ist.

Um möglichst reines Radium B herzustellen, haben wir zwei verschiedene Methoden angewendet. Die erste Methode bestand darin, daß aus einer Lösung des aktiven Niederschlags Radium C einige Male mit Tierkohle abgetrennt wurde, ein Verfahren, das von Levin[1]) schon früher für andere Substanzen angewendet worden ist. In dem Filtrat, das nur noch sehr wenig Radium C enthielt, wurde mittels Bariumsulfat möglichst schnell Radium B ausgefällt. Das vorherige Entfernen von Radium C mittels Tierkohle ist insofern sehr praktisch, als bei der nachherigen Fällung von Radium B auch das mechanische Mitreißen von Radium C auf ein Minimum beschränkt, und dadurch bei geschwindem Arbeiten ein sehr reines Produkt erzielt wird.

Das Präparat wurde möglichst schnell auf seine β-Strahlung untersucht und die Absorption in Aluminium gemessen.

Die erhaltenen Resultate zeigt Fig. 2, Kurve *a*. Man sieht, daß die β-Strahlen des Radium B sehr viel weicher sind, als die Strahlen des gesamten aktiven Niederschlags. Eine ganz gerade Linie konnte allerdings nicht erhalten werden, da wir eine Korrektur für das während der Messung nachgebildete Radium C nicht ausgeführt haben. Wie sehr die Nachbildung von Radium C die Form der Absorptionskurven beeinflußt, zeigen die vier Kurven *c, d, e, f* der Fig. 2, die zu verschiedenen Zeiten mit demselben Produkt aufgenommen worden sind. Die Anfangsaktivitäten wurden auf denselben Wert umgerechnet. Die letzte Kurve *f* entspricht schon Radium $B+C$ im Gleichgewicht.

Zur Kontrolle wurde Radium B auch noch nach einer anderen Methode hergestellt. Wir haben in einer kürzlich erschienenen Mitteilung den Nachweis erbracht, daß man radioaktive Zerfallsprodukte in großer Reinheit erhalten kann, wenn man die beim Zerfall eines Strahlen emittierenden Produktes entstehenden Restatome, die infolge des Rückstoßes den Molekülverband verlassen, an einer negativen Elektrode auffängt[2]).

Um Radium B herzustellen, braucht man also nur den frischen aktiven Niederschlag des Radiums, d. h. solchen, der noch Radium A enthält, auf einer positiv geladenen Metallplatte einer negativ geladenen gegenüber zu stellen und erhält schon nach wenigen Sekunden beträchtliche Mengen von Radium B.

Mit derartig hergestellten Präparaten wurde die Kurve *b* der Fig. 2 aufgenommen; die Ähnlichkeit mit der Kurve *a* ist unverkennbar. Man sieht aus den beiden Kurven, daß die β-Strahlen vom Radium B von etwa 0,0090 cm Aluminium zur Hälfte absorbiert werden, was einem Absorptionskoeffizienten $\lambda = 77\ \text{cm}^{-1}$ entspricht.

Was nun das Radium C anbelangt, so haben wir auf dessen Reindarstellung besondere Sorgfalt verwendet, weil schon H. W. Schmidt beim Radium C eine komplexe β-Strahlung nachgewiesen hatte. Wir benützten zur Herstellung von Radium C das umgekehrte Verfahren wie

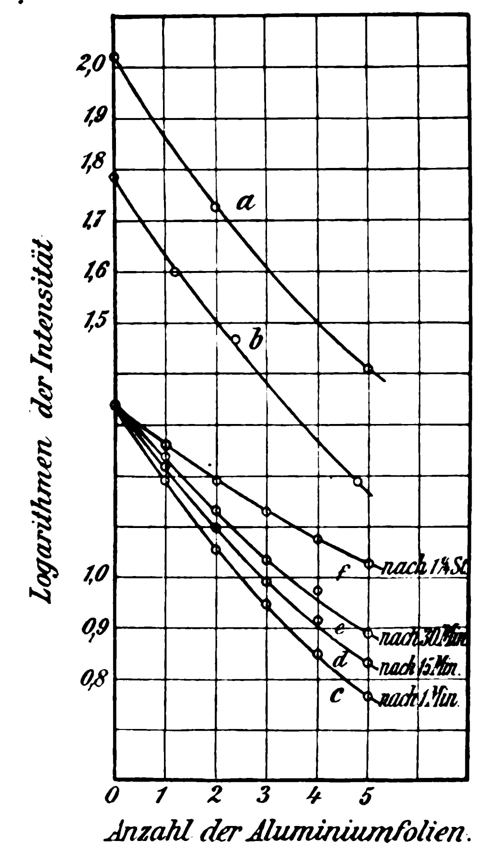


Fig. 2.

bei der Reindarstellung von Radium B. Es wurde in einer schwachsauren Lösung des aktiven Niederschlags Radium B mittels Bariumsulfat ausgefällt. Im Filtrat wurde Radium C durch Tierkohle niedergerissen.

Kurve *b* der Fig. 1 gibt die erhaltene Absorptionskurve wieder. Dieselbe zeigt deutlich, daß zwar die Anfangskrümmung bedeutend geringer ist wie in Kurve *a* derselben Figur, entsprechend der Abtrennung des leicht absorbierbaren Radium B; doch ist die Abweichung vom exponentiellen Verlauf noch unverkennbar ausgeprägt. Daß die geringe Krümmung dieser Kurve nicht etwa von einem kleinen Prozent-

1) M. Levin, diese Zeitschr. 7, 692—696, 1906.
2) l. c.

satz von Radium B herrührt, konnten wir durch die Messung der Abklingung feststellen, die mit der Periode von 19 Minuten erfolgte. Es ist also selbst beim reinen Radium C noch eine komplexe β-Strahlung vorhanden. Nach unserer Ansicht muß demnach Radium C eine komplexe Substanz sein.

Bevor wir auf den Beweis dieser Behauptung näher eingehen, möchten wir erwähnen, daß schon früher verschiedene Forscher aus anderen Gründen Radium C als komplex angenommen haben. So hat Rutherford aus dem Ionisierungsbereich der α-Strahlung von Radium C geschlossen, daß diese α-Strahlen einem Produkte von kürzerer Lebensdauer als es Radium C ist, angehören dürften, da sie weit durchdringender sind, als die α-Strahlen des mit einer Periode von 3 Minuten zerfallenden Radium A. Ferner haben Meyer und v. Schweidler[1]) bei der Bestimmung der Zerfallsperiode von Radium D die Nichtübereinstimmung der aus der Messung der α-Strahlung bzw. β-Strahlung erhaltenen Werte durch die Annahme erklärt, „daß Radium C kein einheitlicher Körper sei, sondern aus zwei aufeinanderfolgenden β-strahlenden Produkten bestehe".

Wir selbst haben in der schon früher zitierten Arbeit Anzeichen dafür angegeben, daß im Radium C eine sehr schnell zerfallende Substanz vorhanden ist, die wir aber nicht in meßbarer Menge abscheiden konnten. Wir haben jetzt unsere Versuche wiederholt und nach verschiedenen Methoden eine Trennung des Radium C in zwei Bestandteile auszuführen gesucht.

Mehrere chemische Trennungsversuche mit Radium C ließen keinerlei Andeutung für ein rasch zerfallendes Produkt erkennen, wobei aber in Betracht zu ziehen ist, daß bei allen Fällungsversuchen die Messung erst einige Minuten nach der Fällung ausgeführt werden kann. Ein sehr rasch zerfallender Körper ist daher, selbst wenn eine Trennung erzielt wird, auf diese Weise nicht nachzuweisen.

Vielleicht konnte man durch Erhitzen von Radium C auf verschieden hohe Temperaturen einen Erfolg erwarten; einige in dieser Richtung unternommene Versuche ergaben kein positives Resultat.

Wiederum wandten wir uns daher der Methode der Herstellung von Zerfallsprodukten durch den radioaktiven Rückstoß zu. Wir haben gezeigt, daß man auf diese Weise sowohl Radium B als Radium C herstellen kann und unsere Versuche sind von Ruß und Makower bestätigt worden[2]). Da Radium A α-Strahlen, Radium B nur β-Strahlen emittiert, so wird durch Rückstoß viel mehr Radium B als Radium C entstehen, weil die Geschwindigkeit, die das Restatom erhält beim α-Rückstoß, fast 1000mal so groß ist wie beim β-Rückstoß.

Es waren somit drei Möglichkeiten gegeben, um die Existenz eines rasch zerfallenden Produktes nachzuweisen. Wir wollen zum besseren Verständnis des Folgenden die Annahme vorweg nehmen, daß Radium C sich aus zwei Bestandteilen Radium C_1 und Radium C_2 zusammensetzt, derart, daß Radium C_1 mit einer Periode von 19 Minuten, Radium C_2 sehr viel rascher zerfällt.

1. Untersucht man die Rückstoßwirkung eines frischen aktiven Niederschlags, also von Radium $A + B + C$, so entsteht bei kurzer Exposition infolge des Zerfalls von Radium A durch α-Rückstoß Radium B, während durch β-Rückstoß von Radium B nur Spuren von Radium C_1 entstehen können; emittiert Radium C_1 α-Strahlen, so entsteht außer Radium B eine beträchtliche Menge Radium C_2, dessen Zerfall dann den Aktivitätsanstieg, der der Nachbildung von Radium C_1 aus Radium B entspricht, anfangs überdecken müßte. Emittiert dagegen Radium C_1 nur β-Strahlen, so wird eine sehr geringe Menge Radium C_2 durch den Rückstoß von Radium C_1 entstehen, die aber bei kurzer Exposition, wegen der vorausgesetzten kurzen Lebensdauer des Radium C_2, gegenüber dem Radium C_1 im Überschuß auftreten müßte. Da man wegen des schnellen Zerfalls von Radium A beliebig geringe Mengen von Radium B herstellen kann, so ist auch für den letzteren Fall, daß Radium C_1 nur β-Strahlen emittiert, die Möglichkeit gegeben, zerfallendes Radium C_2 noch neben entstehendem Radium C_1 nachzuweisen.

2. Verwendet man aktiven Niederschlag, bei dem Radium A schon zerfallen ist, so erhält man durch den Rückstoß der β-Strahlen von Radium B Radium C_1 in deutlich nachweisbarer Menge. Bei kurzer Exposition würde man aber, gleichgültig ob Radium C_1 α- oder β-Strahlen emittiert, aus dem früher angegebenen Grunde einen Überschuß von Radium C_2 erhalten, so daß die Aktivität anfangs rascher und schließlich mit der Periode von 19 Minuten abnehmen müßte.

3. Der beste Beweis für die komplexe Natur von Radium C wäre natürlich dann erbracht, wenn man nach der Rückstoßmethode aus reinem Radium C ein schnell zerfallendes Produkt erhalten könnte. Eine solche Substanz müßte dann exponential mit der ihr zugehörigen Periode nach Null abklingen.

Um den ersten Fall zu untersuchen, wurde ein Phosphorbronzedraht in einem geeigneten Induktionsgefäß über eine wäßrige Lösung von 2 mg $Ra\,br_2$ der Emanation exponiert. Nach einigen Stunden wurde der Draht mit dem

1) Meyer u. v. Schweidler, Wien. Ber. 115, IIa, 701 bis 713. 1907.

2) Ruß u. Makower, diese Zeitschr. 10, 361—372, 1909.

aktiven Niederschlag herausgenommen und mindestens 10—15 Minuten gewartet, so daß der größte Teil von Radium *A* zerfallen war. Der Draht wurde auf eine Metallplatte aufgelötet, die mit dem positiven Pol der Stadtleitung verbunden war. Ihr gegenüber befand sich eine gleichgroße negativ geladene Platte, auf der die zu untersuchende Substanz 15—30 Sekunden gesammelt wurde. Es gelang einige Male anfangs eine deutlich nachweisbare Abnahme und nachherige starke Zunahme der Aktivität zu beobachten. Die anfängliche Abnahme entsprach dem Zerfall einer kurzlebigen Substanz, während die nachherige Zunahme sich aus der Nachbildung von Radium *C* aus Radium *B* erklärt. Diese Resultate scheinen die oben angestellte Überlegung zu bestätigen. Doch wollen wir diesen Versuchen keine zu große Beweiskraft zuschreiben, da hierbei Irrtumsmöglichkeiten nicht ausgeschlossen sind. Einmal wäre es beispielsweise denkbar, daß Spuren von Emanation an dem Drahte haften, die dann durch den Rückstoß Radium *A* an die negative Elektrode bringen. Außerdem könnte Radium *A* in geringen Mengen mechanisch mitgerissen werden und so die oben angeführten Resultate bedingen.

Schon bei diesen ersten Versuchen war die Wirkung des Rückstoßes äußerst gering und wir haben daher die weiteren Untersuchungen mit stärkeren Aktivitäten ausgeführt.

Durch die Jagor-Stiftung in Berlin wurden uns Mittel zur Beschaffung von 10 mg $Ra\,br_2$ zur Verfügung gestellt. Außerdem hatte Herr Prof. Rutherford die große Liebenswürdigkeit, uns die Emanation seiner großen Radiummenge aufzusammeln und zu senden. Die Emanation entsprach, als wir sie erhielten, etwa 150 mg $Ra\,br_2$. Sie wurde mittels flüssiger Luft in ein innen versilbertes Induktionsgefäß umgefüllt, in das der zu induzierende Draht isoliert eingeführt werden konnte. Beim Ansammeln des aktiven Niederschlags wurde der Draht negativ, das Gefäß mittels eines eingeschmolzenen Platindrahtes positiv geladen. Um den exponierten Draht herauszunehmen, wurde das Emanationsgefäß in flüssiger Luft gekühlt, damit ein Entweichen der Emanation beim Öffnen des Gefäßes nach Möglichkeit vermieden werde. Trotzdem wurde bei den Versuchen immer etwas Emanation verloren und nach etwa 8 Tagen war nur noch eine viel geringere Menge als die theoretisch zu erwartende vorhanden.

Der auf dem Draht angesammelte aktive Niederschlag wurde teils direkt zu den Rückstoßversuchen verwendet, teils zu reinem Radium *C* verarbeitet.

Wir hatten schon bei früherer Gelegenheit beobachtet, daß man bei der Aktivierung durch β-Rückstoß im Vakuum stärkere Wirkungen bekommt als bei gewöhnlichem Druck, was ja auch bei der geringen Geschwindigkeit der Restatome leicht verständlich ist. Es wurde deshalb eine Reihe von Versuchen im Vakuum ausgeführt.

Ein zylindrisches Glasgefäß enthielt zwei verschiebbare, kreisförmige Metallelektroden. Auf der positiv geladenen wurde die Ausgangssubstanz angebracht, während an der negativen die zu untersuchende Substanz aufgefangen wurde. Das Gefäß konnte durch eine schnell arbeitende Pumpe innerhalb sehr kurzer Zeit auf 0,3 bis 0,2 mm Druck evakuiert werden. Wir haben mit diesem Gefäß eine große Reihe von Versuchen sowohl mit Radium $B+C$ als auch mit Radium *C* angestellt. Das Radium *C* wurde, um möglichst dünne Schichten zu erhalten, nach der v. Lerchschen Methode mittels Nickel hergestellt. Es konnte auf diese Weise bis zu einem Drittel der Ausgangsaktivität abgetrennt werden.

Die Prüfung der Aktivität der durch den Rückstoß an der negativen Elektrode gesammelten Substanz ergab bei schnellem Arbeiten in allen Fällen anfänglich einen sehr schnellen Abfall, der aber oft schon nach wenigen Minuten langsamer wurde und dann auffallenderweise nicht etwa mit der Periode von Radium *C*, sondern mit einer längeren stattfand. Diese Erscheinung war um so rätselhafter, als sie auch bei Verwendung von reinem Radium *C* auftrat. Die Reinheit des Radium *C* wurde durch Prüfung der Abklingung nachgewiesen, die in den beobachteten Fällen bis unter 1 ‰ mit der richtigen Periode erfolgte.

Leider fanden wir die Erklärung für diese Erscheinung erst, als nicht mehr viel Radiumemanation übrig war. In dem zu den Versuchen verwendeten Vakuumgefäß war vorher zu anderen Zwecken ein starkes Radiumpräparat mehrere Tage positiv geladen im Vakuum aufgehoben worden. Hierbei war, wahrscheinlich durch Rückstoßwirkung der α-Strahlen des Radiums, ein großer Teil der Emanation in die Gefäßwandung hineingetrieben worden und kam nun bei den weiteren Versuchen im Vakuum durch Diffusion allmählich heraus. Daß tatsächlich die Emanation durch Rückstoß in feste Körper eindringt, haben wir bei verschiedenen Gelegenheiten beobachten können. Bringt man z. B. eine negativ geladene Platinfolie einem Radiumsalz gegenüber, so ist nach kurzer Zeit die Platinfolie beträchtlich aktiv, doch nimmt die Aktivität nicht etwa mit der Periode von Radium *B* ab, sondern nur wenig schneller als der Periode der Radiumemanation entspricht. Selbst durch Glühen gelang es in vielen Fällen nicht, die Emanation aus derartigen Folien quantitativ zu entfernen.

Die Anwesenheit von Radiumemanation in unserem Gefäß konnten wir durch blinde Ver-

suche bestätigen, indem negativ geladene Folien merkliche Aktivität annahmen, auch wenn keine aktive Substanz in das Gefäß eingeführt wurde. Außerdem verschwand diese Infektionserscheinung ungefähr mit der Periode der Radiumemanation. Natürlich traten diese lästigen Nebenerscheinungen bei unseren Versuchen um so stärker in Wirkung, je länger die Exposition dauerte; daher gaben auch unsere Vakuumversuche nur dann ein befriedigendes Resultat, wenn die Expositionsdauer kurz war.

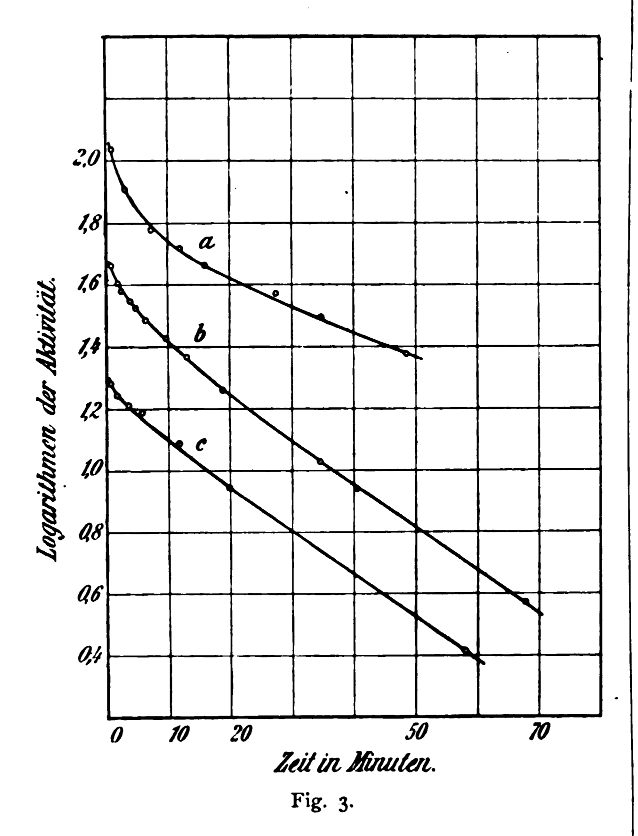


Fig. 3.

Fig. 3 gibt einige direkt gefundene Kurven wieder, wie sie auf die oben angegebene Weise erhalten wurden. Die erste Messung der Kurve *a* wurde weniger als eine Minute nach Unterbrechung der Exposition ausgeführt. Man sieht mit Deutlichkeit einen anfänglichen sehr raschen Abfall, der auch unkorrigiert noch viel schneller erfolgt, als der Periode von Radium *A* entsprechen würde. Der zweite Teil der Kurve deckt sich dann ungefähr mit der Abklingungskurve von Radium *B*.

Kurve *b* wurde auf ähnliche Weise erhalten. Wiederum ist der erste Abfall sehr steil und der weitere Verlauf erfolgt ungefähr mit der Periode von Radium *C*. Es hat also danach fast den Anschein, als ob im Vakuum ein Teil des auf der Nickelfolie niedergeschlagenen Radium *C* mechanisch mitgerissen wird.

Wir fügen hier noch eine dritte Kurve hinzu, der Messungen mit einem Präparat zugrunde liegen, das nicht aus Radium *C*, sondern direkt aus dem aktiven Draht gewonnen wurde. Um die Bildung von Radium *B* durch Rückstoß zu vermeiden, wurde hinreichend lange gewartet, um alles Radium *A* zerfallen zu lassen. Die Versuche wurden 80 Minuten nach Herausnahme des Drahtes aus der Emanation angestellt. Nach dieser Zeit ist weniger als das $1 \cdot 10^{-8}$fache der ursprünglichen Radium *A*-Menge vorhanden. Die Aktivität rührte also nur her von Radium *B* und Radium *C* bzw. Radium $C_1 + C_2$. Man muß also erwarten, an der negativen Elektrode durch Rückstoß Radium C_1 und Radium C_2 zu erhalten, und zwar bei nicht zu langer Exposition Radium C_2 im Überschuß.

Es wurde 6 Minuten im Vakuum exponiert und $^3/_4$ Minuten nach Beendigung der Exposition die Messung begonnen. Das Resultat entspricht vollkommen den Erwartungen.

Die erhaltenen Werte zeigt Kurve *c* der Fig. 3. Der erste Abfall erfolgt wieder zu schnell und der weitere Verlauf ist der von reinem Radium *C*.

Da die im Vakuum angestellten Versuche wegen der schon angegebenen Infektion der Vakuumröhre auch bei Verwendung von reinem Radium *C* keine reinen Abklingungskurven ergeben hatten, wiederholten wir diese Versuche auch bei gewöhnlichem Druck, obzwar die Wirkungen da viel geringer sind. Radium *C* wurde wie auch früher auf Nickel hergestellt und dieses einer negativ geladenen Elektrode sehr nahe gegenüber gebracht. Sehr nahes Gegenüberstellen ist notwendig, da die ohnehin schon sehr geringen Wirkungen sonst nicht meßbar sind.

Die Methode, bei gewöhnlichem Luftdruck zu arbeiten, hatte außerdem den Vorzug, daß man die Messung wenige Sekunden nach Unterbrechung der Exposition beginnen konnte.

In Fig. 4 ist eine auf diese Weise direkt erhaltene Kurve angeführt. Man erkennt, daß die gesamte Aktivität während weniger Minuten fast völlig verschwindet, was zu erwarten ist, wenn aus Radium C_1 durch den Rückstoß der β-Strahlen Radium C_2 aufgefangen wird. Leider können wir keine größere Auswahl solcher einheitlicher Abklingungskurven geben, denn es war äußerst schwer, bei den hier in Betracht kommenden minimalen Aktivitäten eine Infektion mit Spuren des aktiven Niederschlags zu vermeiden. Um einen Überblick über die Größenordnung der verwendeten Aktivität zu geben, möchten wir folgende Zahlen anführen:

Die Aktivität des aktiven Niederschlags nach dem Entfernen aus der Emanation entsprach 6,8 mg $Ra\,br_2$. Das hieraus hergestellte reine Radium *C* hatte eine Aktivität von 1,9 mg $Ra\,br_2$, während die Aktivität des durch Rückstoß ge-

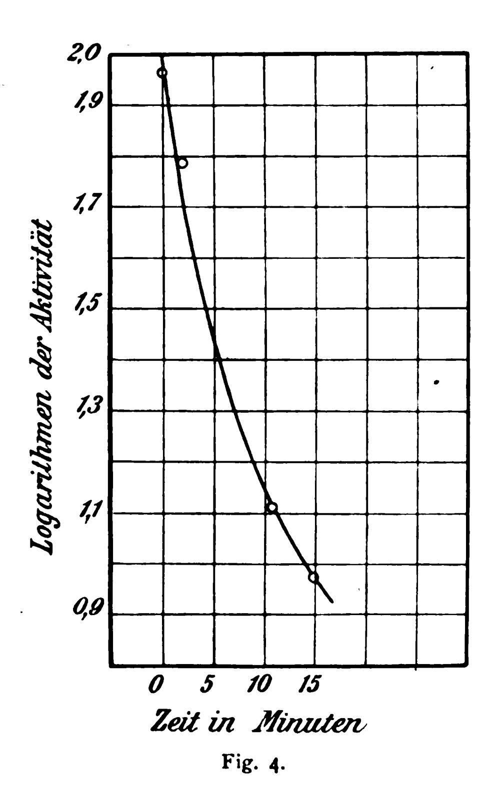


Fig. 4.

wonnenen Produktes der Größenordnung nach etwa $1 \cdot 10^{-5}$ mg *Ra br*$_2$ gleich kam.

Bei verschiedenen Gelegenheiten schien es, daß man durch Erwärmen etwas stärkere Wirkungen erzielen könnte. Daher haben wir in unseren Versuchen bei gewöhnlichem Druck uns öfters dieses Hilfsmittels bedient. Dabei sind aber die Kurven schließlich immer mit der Periode von Radium *C* abgeklungen, so daß es scheint, daß auch bei mäßigem Erwärmen Spuren von Radium *C* überfliegen. Wir haben deshalb zur Bestimmung der Geschwindigkeit des ersten Abfalls für eine große Reihe von Kurven, die wir auf verschiedene Weise teils im Vakuum, teils bei Atmosphärendruck erhielten, den schließlichen logarithmischen Abfall von Radium *C* zurück extrapoliert und von den gemessenen Werten in Abzug gebracht.

Fig. 5 gibt eine Reihe derartiger extrapolierter Kurven wieder. Die Kurven *a* bis *c* wurden im Vakuum, *d* bis *f* bei Atmosphärendruck erhalten.

Alle Kurven zeigen einen sehr raschen Abfall, der zwischen 1 und 2,5 Minuten liegt. Die Kurven, die bei gewöhnlichem Druck aufgenommen wurden, also sehr schnell gemessen werden konnten, scheinen im allgemeinen einen rascheren Abfall zu ergeben, während die im Vakuum aufgenommenen, d. h. diejenigen, die erst etwa eine Minute nach Unterbrechung des Versuches zur Messung gelangen konnten, eine Periode von mehr als zwei Minuten ergeben. Es sieht daher fast so aus, als ob zwei schnell zerfallende

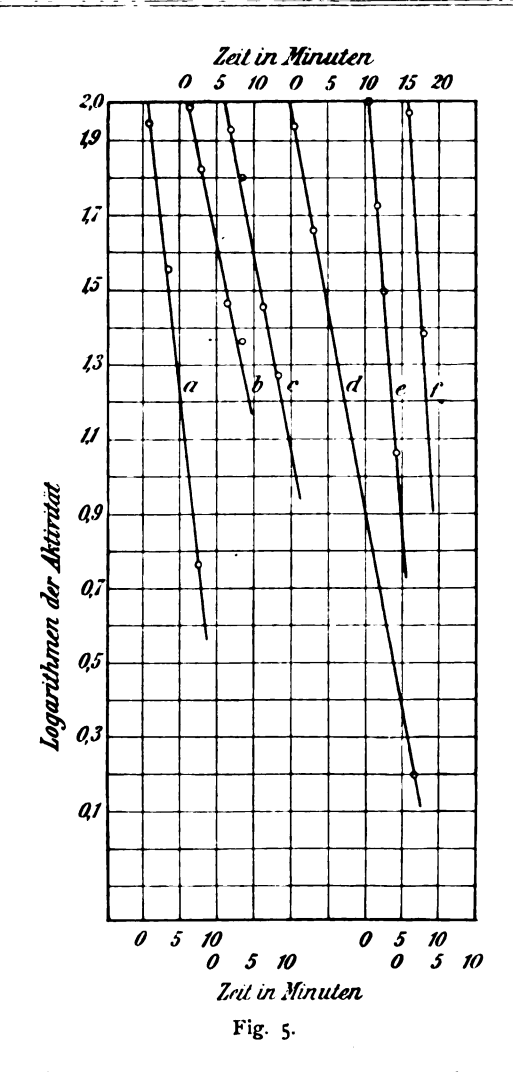


Fig. 5.

Produkte anwesend wären, von denen dann das eine eine kurze Lebensdauer (etwa einige Sekunden) haben müßte.

Vergleicht man den aktiven Niederschlag des Radiums mit dem von Thorium und Aktinium, so fällt auf, daß Radium *C* zwei Gruppen von β-Strahlen und eine Gruppe von α-Strahlen hat, während beim Thorium und Aktinium nur einheitliche Strahlen von den einzelnen Substanzen emittiert werden. Auch beim Thorium und Aktinium hat man nämlich bis vor kurzem den letzten Produkten α- und β-Strahlen zugeschrieben, bis wir den Nachweis erbrachten, daß die letzten Produkte komplex sind und sich aus mehreren Bestandteilen zusammensetzen, deren jeder entweder nur α- oder nur β-Strahlen aussendet. Schon daraus wird es wahrscheinlich, daß auch Radium *C* aus so vielen Substanzen besteht, als es Strahlengattungen emittiert.

Da die Rückstoßversuche aus Radium *C* nur minimale Wirkungen ergaben, so kann es als ausgeschlossen gelten, daß Radium C_1 α-Strahlen aussendet. Im Sinne der obigen Betrachtung

und im Hinblick auf unsere experimentellen Resultate wäre es also wohl möglich, sich Radium C in folgender Weise zusammengesetzt zu denken: Radium C besteht aus drei Substanzen: Radium C_1, Radium C_2, Radium C_3. Radium C_1 sendet entsprechend seiner langen Lebensdauer (19 Minuten) die weichere der beiden β-Strahlengruppen aus, während sich die schnelleren β-Strahlen und die α-Strahlen auf je eines der nachfolgenden rascher zerfallenden Produkte verteilen. Auffallend bleibt bei alldem noch, daß die Wirkung, die wir erhielten, immer nur sehr gering war. Daher weisen auch unsere Kurven im allgemeinen nur wenige Punkte auf, zumal ein großer Teil derselben mit verhältnismäßig schwachen Präparaten aufgenommen wurde, da ja die Versuche mit der starken Emanation aus den angegebenen Gründen nicht einwandfrei waren. Es war deshalb auch völlig ausgeschlossen, die β-Aktivität der schnell zerfallenden Substanz zu untersuchen und auf ihre einheitliche Absorption in Aluminium zu prüfen.

Falls aus dem Radium C noch eine Substanz mit einer Periode von etwa 2 Minuten entsteht, so muß auch die theoretische Anstiegskurve aus reinem Radium B etwas anders verlaufen, als unter der Annahme eines einzigen Produktes bisher berechnet wurde. Wir haben uns bemüht, Anstiegkurven aus ursprünglich völlig reinem Radium B aufzunehmen, um auch dadurch eine Andeutung für die komplexe Natur von Radium C zu erhalten. In manchen Fällen schien es, als ob die beobachteten Resultate dies bestätigten. Da sich aber diese Abweichungen nur auf die allerersten Minuten beziehen und naturgemäß die α-Strahlenmessungen anfangs sehr lange dauern, so halten wir unsere Befunde nicht für sicher genug, um aus ihnen irgendwelche Schlüsse zu ziehen. Die für den Fall der komplexen Natur des Radium C sich notwendigerweise ergebende Verschiebung des Maximums nachweisen zu wollen, halten wir bei der kurzen Lebensdauer des Radium C_2 für aussichtslos.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Die Untersuchung der β-Strahlen des aktiven Niederschlags von Radium ergab für Radium B anscheinend eine einheitliche Strahlung; Radium C dagegen emittiert deutlich komplexe β-Strahlen.

2. Auf Grund der Annahme, daß komplexen β-Strahlen komplexe Substanzen entsprechen, muß Radium C als komplex betrachtet werden. Die zum Nachweis der komplexen Natur von Radium C angestellten Versuche ergaben ein positives Resultat.

3. Es wurden nach der Rückstoßmethode Aktivitäten hergestellt, deren Zerfallsperiode zwischen 1 und 2,5 Minuten schwankte. Radium C besteht also mindestens aus zwei Substanzen, Radium C_1 und Radium C_2.

4. Es liegen Anzeichen dafür vor, daß auch Radium C_2 aus zwei Substanzen besteht, von denen die eine mit einer Periode von wenigen Sekunden, die andere mit einer Periode von 2—2,5 Minuten zerfällt.

Der Jagor-Stiftung zu Berlin sagen wir unseren Dank für die liebenswürdige Gewährung von Mitteln zur Beschaffung von 10 mg $Ra\,br_2$.

Berlin, Chemisches Institut der Universität.

(Eingegangen 20. September 1909.)

Dämpfung elektrischer Schwingungen beim Funkenübergang in verschiedenen Gasen.

Von Curt Richter[1]).

Über Funkendämpfungen in Luft liegen Untersuchungen vor von Rempp, Eickhoff und Rausch von Traubenberg[2]), die im Anschluß an die Bjerknessche Meßmethode[3]) die Dämpfung des Entladefunkens einer Kapazität bestimmen. R. v. Traubenberg fand, daß die Dämpfungen wuchsen, wenn er der Reihe nach Luft durch Leuchtgas und dann durch Wasserstoff ersetzte. K. E. F. Schmidt[4]) stellte fest, daß der Funkenübergang in Wasserstoff den Schwingungen außerordentlich starke Dämpfungen erteilt und ferner, daß die Ausstrahlung solcher Schwingungen durch Antennen auf den $4^1/_2$ fachen Betrag der durch Luftfunken erzeugten vermindert wird. Auf Anregung des Herrn Prof. Dr. K. E. F. Schmidt[4]) suchte ich die Untersuchungen über den Einfluß der Gasart weiter zu fördern, und ermittelte den Einfluß folgender Gase auf die Dämpfung:

Luft	Stickstoff
Kohlensäure	Wasserstoff
Sauerstoff	Leuchtgas.

Die für die Versuche verwandte Schaltung (Fig. 1) ist die bekannte, auf der Bjerknesschen Resonanzmethode beruhende. Das Umformeraggregat (S) war an das Stadtnetz (220 Volt) angeschlossen; der durch den Generator erzeugte Wechselstrom speiste den Transformator (I) (ein Siemens & Halske Röntgeninduktor), der hier als Resonanzinduktor arbeitete. Die belastete Kapazität (K) von 8000 cm elstat. bestand aus 16 A.E.G.-Flaschen à 2000 cm elstat., die zu je 8 parallel hintereinander geschaltet

1) Auszug aus seiner Hallenser Doktorarbeit 1909. (Mitteilungen der physikalischen Versuchs-Station Halle-Cröllwitz. No. 13.)
2) G. Rempp, Ann. d. Phys. **17**, 625, 1905; W. Eickhoff, diese Zeitschr. **8**, 494, 1907; R. v. Traubenberg, diese Zeitschr. **8**, 498, 1907.
3) V. Bjerknes, Wied. Ann. **55**, 121, 1895.
4) K. E. F. Schmidt, diese Zeitschr. **8**, 617, 1907.

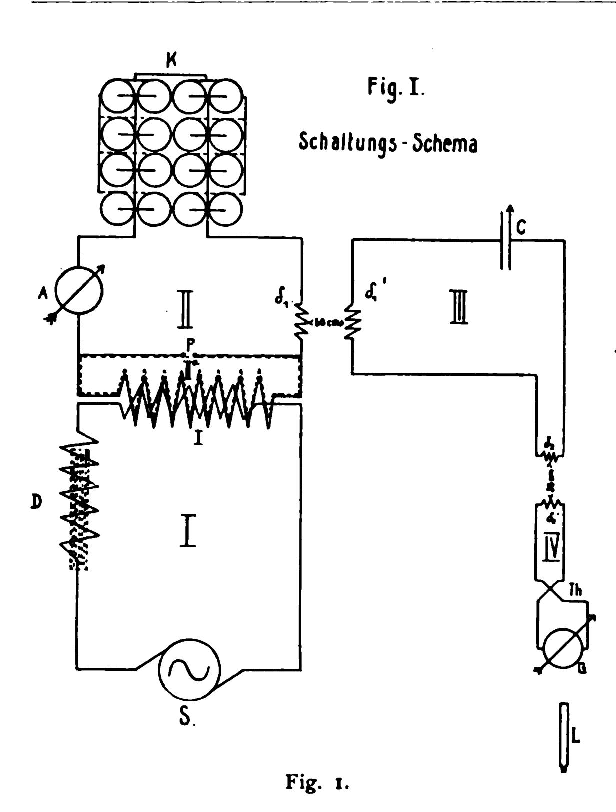


Fig. 1.

waren. Im dritten Kreise befand sich ein vorher geeichter Drehkondensator (Type der Telefunkengesellschaft. $^{22}/_{23}$. $e_{max} = 2700$ cm elstat.). Als Indikator wurde ein Thermoelement benutzt. Die Kurvenaufnahme geschah durch Variation der Kapazität des Kreises III in der Nähe des Resonanzpunktes unter gleichzeitiger Bestimmung des zugehörigen Galvanometerausschlages. Die Auswertung der so erhaltenen Kurven erfolgte nach einem von Prof. Dr. K. E. F. Schmidt auf Grund der Bjerknesschen Methode vereinfachten Verfahren[1]).

Besondere Beachtung verdient die Art der Ausführung der Funkenstrecke, sowie die Wahl einer zweckmäßigen Elektrodenform und eines hierfür geeigneten Materials. Zunächst gebrauchte ich eine, von Herrn Professor Dr. K. Schmidt bei seinen Versuchen mit Wasserstoff benutzte Funkenstrecke, die sich nach einigen Abänderungen weniger prinzipieller als praktischer Natur als durchaus ausreichend erwies. Während jedoch in ihrer ersten Form der Funke zwischen 2 plattförmigen Elektroden übersprang, von denen die eine etwas gewölbt war, verwandte ich später ringförmige Elektroden, bei denen ich eine verhältnismäßig größere Konstanz der Wirkung erzielte. Hinsichtlich des Elektrodenmaterials erwiesen sich die aus Zink hergestellten bei den großen Energiemengen als ungeeignet, da bei ihnen sich der Funken leicht einfraß und durch das hierbei entstehende veränderte Spannungsgefälle große Schwankungen in den Wirkungen eintraten. Die besten Resultate erzielte ich mit zwei in Messing eingebetteten Platinelektroden, deren innerer Durchmesser 3,6 cm und deren Dicke 2 mm betrug. Für Kohlensäure, Stickstoff, Sauerstoff und Luft zeigten sie gegenüber von Zink und Messing die größere Konstanz. Dagegen war es nötig, für Wasserstoff sie gegen gleichartige und gleich dimensionierte Messingelektroden auszutauschen, da infolge des Eindringens von Wasserstoff in Platin sich große Schwankungen in dem Systeme bemerkbar machten. Die gleichen Messing-Elektroden benutze ich auch für Leuchtgas.

Die in Figur 2 abgebildete Funkenstrecke besteht aus einem starkwandigen Glaszylinder, von 7 cm Höhe und 12 cm Breite, dessen obere Öffnung luftdicht durch einen Messingdeckel verschlossen ist. Die untere Öffnung ist mit einem Messingrande verkittet und kann mittels eines Bleiringes gut gedichtet, durch Schrauben auf einer Grundplatte befestigt werden. Die obere Deckplatte trägt ein Führungsrohr, in dem ein Hohlzylinder von 6 cm Durchmesser bewegt werden kann. Am anderen Ende dieses Zylinders befindet sich die eine Elektrode. Ihr gegenüber, auf der Grundplatte, ist die entsprechende Elektrode befestigt. Eine neben dem Führungsrohr angebrachte Skala ermöglicht eine genaue Einstellung der Funkenlänge. Die Gase treten durch eine Öffnung der Grundplatte ein und aus einem, mit der oberen Deckplatte verbundenem Rohre wieder aus. Dieses Rohr trägt ein mit Petroleum gefülltes Manometer, so daß der Gasdruck leicht kontrolliert und reguliert werden

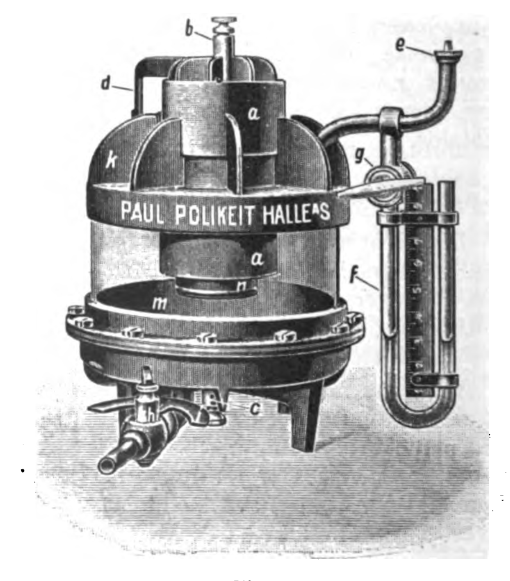


Fig. 2.

1) Die hierzu verwandten Dekrementtafeln sind noch nicht veröffentlicht.

kann. Die mit der äußeren Luft in Berührung kommenden Messingteile sind, zum schnelleren Fortleiten der entwickelten Wärme, mit starken Heizrippen versehen.

Die von mir verwandten Gase wurden den im Handel befindlichen Bomben entnommen und zwar

Wasserstoff .	Chemische Fabrik Griesheim (Bitterfeld).
Stickstoff, Sauerstoff .	Berliner Markt- und Kühlhallen-Gesellschaft.
Kohlensäure .	Zander-Halle.

Das Leuchtgas entnahm ich der Leitung der Stadt Halle.

Die Luft wurde mit einer Wasserstrahlpumpe durchgesaugt, nachdem sie vorher drei, mit Chlorkalzium und Natronkalk gefüllte Trockentürme passiert hatte. Zwischen Luftpumpe und Funkenstrecke war noch ein Trockenturm eingefügt, um vor eventuell zurücksteigender Feuchtigkeit gesichert zu sein. Der so erhaltene Luftstrom kann daher als möglichst rein von Kohlensäure und Wasserdampf angesehen werden. Der Druck aller Gase wurde auf eine konstante Höhe von 1,6 mm Quecksilber über Atmosphärendruck einreguliert. Die Beobachtungen vor und nach dem Versuche zeigten jedoch öfter kleinere Schwankungen.

Die Untersuchungen erstreckten sich bei allen Gasen auf eine Funkenlänge von 2—10 mm. Nur beim Wasserstoff gelang es nicht, bei kleinen Funkenlängen auswertbare Resonanzkurven zu erzielen, vielmehr ergaben die Versuche erst bei 8 mm Funkenlänge verwendbare Resultate. Man konnte jedoch hier die Untersuchungen bis zu 15 mm hin ausdehnen, ohne daß man befürchten mußte, durch eine zu große Belastung der Kapazität neue Zusatzdämpfungen zu erhalten. In Figur 3 ist das Ergebnis der von mir angestellten Untersuchungen zusammengefaßt. Die Kurven, die eine große Ähnlichkeit mit den von R. v. Traubenberg gefundenen haben, steigen von den größeren Funkenlängen an langsam, bei den kleineren jedoch schnell an. Es ist jedoch von den eingezeichneten Werten der Dämpfung der Betrag von etwa 0,05 abzuziehen als Dekrement des Meßkreises[1]). Aus den Kurven ergibt sich, daß von den untersuchten Gasen der Sauerstoff die kleinste Dämpfung zeigt. Die Unterschiede gegen Luft sind aber verhältnismäßig gering. Dabei ist noch zu beachten, daß bei dem Sauerstoff in den einzelnen Werten sehr lebhafte Schwankungen auftreten; bei ihm gehörte eine größere Anzahl Kurven dazu, um brauchbare Mittel-

1) Dieser Wert ist nachträglich aus den Dimensionen des Meßkreises durch Rechnung gefunden; er wird angenähert dem wirklichen Werte entsprechen.

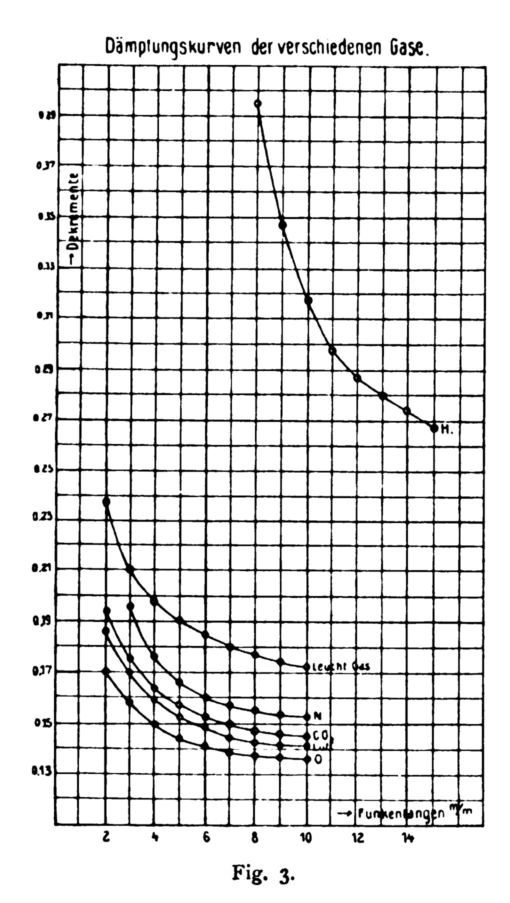


Fig. 3.

werte zu erhalten. Es machten sich überhaupt bei allen Gasen mit dem Kleinerwerden der Funkenlänge größere Schwankungen bemerkbar. Die Ursachen dieser Schwankungen sind auf verschiedenen Gebieten zu suchen. Ein Teil ist auf die, bei den kleineren Funkenlängen häufiger auftretenden Partialentladungen, zurückzuführen; ein anderer kommt auf Rechnung der häufigeren Funkenzahl; hierbei erfolgt die Ableitung der Wärme aus der Funkenbahn nicht schnell genug und hierdurch wird für die nächste Entladung ein geringeres Potential nötig, so daß die dem Meßkreis zugeführten Energiemengen geringer ausfallen und Schwankungen in den Galvanometerausschlägen hervorrufen. Außerdem fallen bei den kleineren Funkenlängen Schwankungen, die durch Unebenheiten der Elekroden oder durch Ungenauigkeiten der Einstellung verursacht sind, weit stärker ins Gewicht. Nicht unbeachtet darf es bei dieser Frage bleiben, daß die Gase zum Teil eine starke chemische Veränderung zeigten, die sich durch Ablagerung von Stoffen in fein verteilter Form an den Wandungen des Gefäßes und den Elektroden bemerkbar machte, und der sicherlich ein nicht geringer Einfluß auf die Schwankungen in dem Systeme zuzuschreiben ist.

Es ist hier darauf hinzuweisen, daß die ermittelten Dekrementwerte nicht nur die Dämp-

fung des Funkens angeben. Vielmehr enthalten sie auch die Dämpfungswerte, die durch die Ausstrahlung des Kreises, sowie durch Verluste in der Kapazität entstehen. Um daher die gesuchte Funkendämpfung möglichst rein zu erhalten, mußten diese Zusatzdämpfungen nach Möglichkeit vermieden werden. Die Dämpfung, die durch Ausstrahlung der Verbindungsdrähte entsteht, läßt sich verhältnismäßig leicht auf ein Minimum bringen, durch die Wahl möglichst starken Drahtes einerseits, und durch ein möglichst enges und symmetrisches Zusammenbauen des ganzen Schwingungskreises andererseits. In ganz anderer Weise muß jedoch die dämpfende Wirkung der Kapazität in Rechnung gezogen werden. Die Verluste in den Leidner Flaschen setzen sich, wie Adelmann und Hahnemann[1]) nachwiesen, aus zwei verschiedenen zusammen, dem Verluste im Dielektrikum und dem Verluste durch Randstrahlung. Während die Verluste im Dielektrikum bei gleicher Spannung und Kapazität davon unabhängig sind, wie letztere aus gleichen Kondensatoren zusammengesetzt wird, wächst der Verlust durch Randstrahlung mit der Spannung des einzelnen Kondensators. Leider ist es noch nicht gelungen, diese Verluste zahlenmäßig festzustellen. In meiner Arbeit können daher in dieser Richtung keine Aussagen gemacht werden, da auch die von mir über den gleichen Gegenstand angestellten Versuche kein verwendbares Resultat zeitigten. Um jedoch die Flaschendämpfung auf ein Minimum zu reduzieren, verwandte ich zur Herstellung der 8000 cm elstat. Kapazität, 16 Flaschen à 2000 cm (elektrostat.), wodurch die Belastung der einzelnen Flasche sehr vermindert wurde. Um ferner die Randstrahlung nach Möglichkeit zu vermeiden, wurden die Ränder des Belages häufig mit Paraffinöl abgerieben, so daß selbst bei Dunkelheit kein Sprühen der Flaschen bemerkbar war. Es wird sehr wohl durch die Flaschen noch eine Zusatzdämpfung auftreten, doch kam es in der gestellten Aufgabe mehr darauf an, die Dämpfung des ganzen Systems zu bestimmen, als eine gesonderte Berechnung der Funkendämpfung zu geben.

Den Vergleich der von mir gefundenen Werte für Luft mit den Resultaten der Arbeiten von Rempp, Eickhoff und Traubenberg gibt folgende Tabelle.

Die absoluten Werte zeigen gegenüber denjenigen von Traubenberg noch ziemliche Abweichungen, doch stimmt der Verlauf der Kurven angenähert überein. Die Kurven von Rempp und Eickhoff zeigen jedoch ein ausgesprochenes Minimum, was lediglich durch

1) Adelmann u. Hahnemann, E.T.Z. 1908, S. 1010.

Dekrementwerte in Luft

Funkenlänge	Rempp $C = 6174$ cm	Eickhoff $C = 3000$ cm	Traubenberg $C = 8000$ cm	Richter $C = 8000$ cm
2 mm	0,119	0,148	0,130	0,137
3 „	0,090		0,100	0,121
4 „		0,123	0,080	0,109
5 „	0,078		0,075	0,102
6 „		0,103	0,070	0,097
7 „	} 0,081		0,065	0,095
8 „		0,108	0,063	0,093
9 „			0,062	0,091
10 „	0,094	0,113	0,061	0,090

die Zusatzdämpfung des Flaschenkreises bedingt ist. Ein direkter Vergleich der gefundenen Resultate ist noch nicht möglich, da hierfür verschiedene Faktoren einer einheitlichen Bestimmung bedürfen. Die Unterschiede der Dämpfung sind schon wesentlich bedingt durch die Verschiedenheit der Elektrodenform, durch die Art und Weise des Einflusses der Flaschendämpfung und durch die verschieden angewandten Meßmethoden. Eine Vergleichung der Resultate wird jedoch dann möglich sein, wenn die Arbeiten über Absolutmessungen der Funkendämpfung, die augenblicklich im Laboratorium des Herrn K. E. F. Schmidt vorgenommen werden, ihren Abschluß erreicht haben. Daß ein Einfluß der Elektrodenform (auf die Dämpfung) besteht, zeigen die Kurven der Fig. 4, die den Vergleich der Spannungen

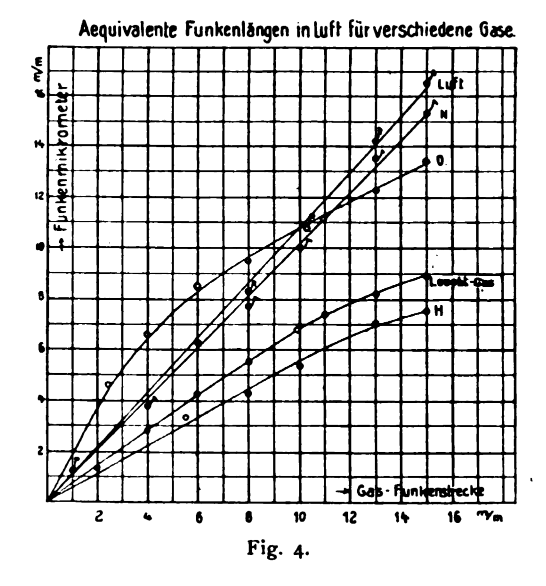


Fig. 4.

an der von mir verwandten Funkenstrecke, mit denen eines Funkenmikrometers in Luft (Zinkkugeln $r = 2,5$ mm) darstellen. Hierbei ist zu erkennen, daß die Linie für Luft nicht unter einem Winkel von 45^0 abgeht.

Zum Schlusse sei noch auf eine nach Ab-

schluß dieser Arbeit erschienene Veröffentlichung von M. Wien[1]) über Messungen des Funkenwiderstandes hingewiesen. Wien gelingt es mit Hilfe von Preßgaskondensatoren die Zusatzdämpfung durch die Leidner Flaschen auszuschalten und dadurch die reine Funkendämpfung zu bestimmen. Ebenso kann er hierdurch die Verluste in den Leidner Flaschen genau festlegen.

1) M. Wien, Ann. d. Phys. **29**, 679, 1909.

Halle a/S., Juli 1909.

(Eingegangen 13. September 1909.)

Über eine merkwürdige Nordlichterscheinung.

Von Ewald Wasmuth.

Am Abend des 5. August war in Steglitz-Berlin eine merkwürdige Lichterscheinung zu beobachten, welche anscheinend unter die Klasse der Nordlichte zu rechnen ist; aber doch einige sehr merkwürdige, von der Norm abweichende, Eigenschaften aufwies.

Ich bemerkte die Erscheinung zuerst gegen 10 Uhr, als mir die gelblichweiße Färbung des nördlichen Himmels auffiel. — Ich kann also über den Anfang der Erscheinung nichts berichten. — Da sie mir viel Ähnlichkeit mit der Erscheinung vom 30. Juni vorigen Jahres[1]) zu haben schien, beobachtete ich dieselbe genauer. Es breitete sich in einer Höhe von ungefähr 10^0 über dem Horizont, eine blaß-gelblich-weiße Wolke aus, deren größte Helligkeit sich um den Nordpunkt erstreckte und zwar überragte sie diesen um ungefähr je 20^0. Das Interessante an der Erscheinung aber war, daß der Himmel vollkommen bewölkt war und zwar mit ziemlich schweren Stratuswolken, deren Höhe ich auf höchstens 5000 m schätzen kann. In der leuchtenden Wolke schien im allgemeinen Ruhe zu herrschen, nur manchmal erschien es mir, als ob die hellste Stelle sich etwas nach Süden verschoben hätte. Die Helligkeit blieb bis ungefähr 20^0 über dem Horizont gleich, um dann langsam nach dem Zenit hin zu verblassen. Das Interessanteste ist aber, daß ich gegen $10^h\,35^m$ p. m. drei heftigere elektrische Entladungen beobachten konnte, welche in der Wolke stattfanden.

1) Diese Zeitschr. **9**, 606, 675, 847, 1908.

Die erste derselben hatte die Form eines Zickzackblitzes, während die beiden anderen sich als Flächenblitze über das ganze leuchtende Feld hinzogen und vom Hauptteil einzelne Strahlen nach dem Zenit sandten. Diese Blitze waren von keinem eigentlichen Donner begleitet, sondern nur von einem schwachen Knattern, ähnlich einem entfernten Gewehrfeuer. — Es waren diese drei Blitze aber die einzigen, die ich an jenem Abend beobachtet habe. — Gegen $11^h\,25^m$ p. m. verblaßte die Erscheinung zusehends, und nach wenigen Minuten blieb nur noch ein weißlicher Dunst im Norden. Ich beobachtete übrigens an demselben Abend ein Sankt Elmsfeuer.

Meines Wissens nach ist die Erscheinung, wie ich sie am 5. August beobachtete, höchst selten, denn ich habe nirgends eine Beschreibung eines ähnlichen Vorganges gefunden. Handelt es sich doch offenbar um eine Kombination eines Nordlichtes mit einem Gewitter. Ich erkläre mir die Erscheinung nicht als ein eigentliches Nordlicht, sondern als eine Art Glimmentladung der Wolken, und ich glaube, daß sie geeignet ist, ein Licht auf die Entstehung der Gewitterelektrizität zu werfen.

Steglitz/Berlin, den 6. August 1909.

(Eingegangen 9. August 1909.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Einige Gelegenheiten zu astronomischen Arbeiten mit wohlfeilen Apparaten. (Some opportunities for astronomical work with inexpensive apparatus.)

Von George E. Hale[1]).

Ich habe zuweilen sagen hören, die großen Kosten der modernen Observatorien wirkten in dem Sinne, daß sie solche Beobachter entmutigten, die mit kleinen Instrumenten arbeiten, Beobachter, die an der Verfolgung astronomischer Untersuchungen nicht weniger interessiert sind als die an den großen Instituten beschäftigten Astronomen. Wenn Leute, die sich an der Hand kleiner Teleskope und wohlfeiler Apparate mit Originaluntersuchungen beschäftigen, wenn solche Leute aus diesem Grunde irgendwie ernstlich entmutigt werden, so müssen wir uns meines Erachtens die Frage vorlegen, ob wir große Observatorien errichten sollen. In jeder Periode des Fortschrittes der beobachtenden Astronomie haben wir zwei besonders wichtige Punkte zu betrachten. Der eine betrifft die Ausführung sehr vieler Beobachtungen mit großer Übung sowie die Diskussion der Ergebnisse, der andere die Einführung neuer Gedanken und die Anfänge der neuen Me-

1) Stenogramm eines Vortrages in der Royal Astronomical Society zu London am 26. Juni 1907.

thoden, die bestimmt sind, die Astronomie der Zukunft auszumachen. Ich glaube, jeder von uns wird zugeben, daß die Einführung neuer Gedanken gerade so wichtig ist wie die routinierte Verfolgung von Untersuchungen, und daß, falls irgendeine Ursache dahin wirken sollte, solche Leute zu entmutigen, von denen die neuen Ideen vermutlich ausgehen würden, daß dann die Ursache einer solchen Entmutigung nach Möglichkeit zu beseitigen sein würde. Ich sage deshalb allen Ernstes, daß es eine wichtige Frage ist, ob wir große Observatorien, ausgerüstet mit leistungsfähigen Instrumenten, errichten sollen, wenn sie zur Folge haben, solche Leute abzuschrecken, die den Gegenstand mit minder kostspieliger Ausrüstung verfolgen und durch sorgfältige Erwägung der Forschungsmöglichkeiten die neuen Methoden einführen, die im weiteren Verlaufe der Zeit die Stelle der alten einnehmen werden. Ich glaube indessen, den Nachweis dafür erbringen zu können, daß die großen Observatorien eher eine Förderung als ein Hemmnis bedeuten müssen, wenigstens insofern, als sie uns zu neuen Forschungsmöglichkeiten führen, durch die wir mit einfachen Mitteln höchst wertvolle Ergebnisse erzielen können.

Ich spreche heute, wenigstens ist es meine Absicht, zum Amateur. Meine Definition des Begriffes „Amateur" ist aber vielleicht eine breitere als die allgemein geltende. Nach meiner Auffassung ist der Amateur ein Mensch, der auf astronomischem Gebiete arbeitet, weil er nicht anders kann, weil er diese Arbeit lieber verrichtet als sonst eine auf Erden, ein Mensch, der sich wenig um hemmende Traditionen oder um Schwierigkeiten irgendwelcher Art kümmert. Der „Amateur" also ist die Persönlichkeit, an die ich meine Bemerkungen richten möchte, einerlei, ob er in seiner Eigenschaft als Astronom von Beruf in Beziehung zu einem kleinen Observatorium steht, oder ob er auf eigene Faust mit ganz einfachen instrumentellen Hilfsmitteln arbeitet. Wenn ich mich aber an den Amateur wende, so möchte ich nicht von solcher Arbeit reden, die nur vom Standpunkte der Belehrung oder der Unterhaltung befriedigt. Das ist nicht meine Absicht. Wenn es möglich ist, mit einfachen Hilfsmitteln Untersuchungen auszuführen, die wirklich bedeutungsvoll und nutzbringend sein werden, so hoffe ich, einige Möglichkeiten dieser Art nachzuweisen. Ich möchte hier aber ausschließlich von solcher Arbeit sprechen, die erstklassig ist, und ich möchte nicht empfehlen, mit einfachen Instrumenten Untersuchungen auszuführen, die nicht gerade so wichtig sind wie andere Untersuchungen, die sich besser mit kostspieligeren Instrumenten anstellen lassen.

Das Problem gewinnt sonach folgenden Charakter: Es sind die Vorteile großer und kleiner Teleskope für verschiedene Arten von Untersuchungen gegeneinander abzuwägen; es ist weiter die Möglichkeit zu erörtern, wirklich leistungsfähige Instrumente mit mäßigen Kosten herzustellen. Ich kann nicht den Anspruch erheben, dieses umfangreiche Problem nach allen Seiten hin zu erörtern; ich will nur einige Gesichtspunkte erwähnen, und dem Problem nur von einer einzigen Seite aus näher rücken. Bevor ich aber auf die Einzelheiten dieser Erörterung eingehe, darf ich wohl noch sagen, daß die Vorstellung, die man sich zuweilen von den neueren Observatorien bildet, der Gedanke, daß gewaltige Summen Geldes, vielleicht ohne das rechte Gefühl für die Ökonomie, verausgabt werden, daß diese Vorstellung nicht immer ganz begründet ist. Ich bin nämlich fest überzeugt, wenn Sie — um einen einzelnen konkreten Fall als Beispiel zu wählen — uns in Kalifornien besuchen würden, so würden Sie zugeben, daß wir die ökonomische Seite der Frage in Betracht gezogen haben, daß wir vielleicht in manchen Fällen in unserem Bestreben, Geld für Instrumente zur Untersuchung zu sparen, und nach bestimmten Richtungen, wo Geld gespart werden kann, auch Ersparnisse zu machen, gar zu weit gegangen sind. Beispielsweise würden Sie finden, daß unsere Arbeitsräume, unsere Gebäude den denkbar einfachsten Charakter tragen und möglichst wenig Aufwand zeigen, daß dagegen unsere Instrumente und unsere maschinelle Einrichtung so leistungsfähig sind, wie wir sie nur irgend gestalten können. Die großen Kosten, die ein Observatorium wie das Solar Observatory auf dem Mount Wilson erfordert, rühren zum großen Teile nicht sowohl von dem Preise der Instrumente her, die wir für die Erforschung der Sonne verwenden, als vielmehr von der Überwindung der Schwierigkeiten, denen man begegnet, wenn man die Lage auf einem Berge ausnutzen will, wo es an den gewöhnlichen Transportmitteln fehlt, sowie von dem Bau großer Äquatorialreflektoren zur Sternforschung, die, wenn sie wirklich leistungsfähig sein sollen, nicht billig zu kaufen sind.

Ich möchte nun zu der uns beschäftigenden Frage kommen und einige Vorzüge und Nachteile großer und kleiner Instrumente beleuchten. Sie gestatten mir vielleicht, daß ich Ihnen beim ersten Bilde sage, daß ich ein gewisses Recht dazu habe, mich an eine solche Erörterung zu machen, weil ich den Gegenstand von dem Standpunkte eines Mannes aus betrachtet habe, der kleine und wohlfeile Instrumente verwendet. Bei meinen ersten spektroskopischen Arbeiten, die ich in einem Zimmer meines elterlichen

Hauses ausgeführt habe, benutzte ich Instrumente einfachster Art und größtenteils eigener Konstruktion. Später errichtete ich ein kleines Gebäude für ein Konkavgitter von 10 Fuß Brennweite, und die Apparatur war bei aller Leistungsfähigkeit nicht kostspielig. In der Folge kamen dann ein Turm und eine Kuppel hinzu, und es wurde ein Zwölfzöller zu photographischen Untersuchungen an der Sonne aufgestellt. Nachdem die Vorversuche beendet waren und der Spektroheliograph angefangen hatte, Gestalt zu gewinnen, kam mir der Gedanke an die Möglichkeit, seine Leistungen durch die Anwendung eines größeren Teleskops wesentlich zu verbessern. Aus diesem Grunde machte ich große Anstrengungen, ein großes Instrument für diese Sonnenforschungen zu gewinnen. Der Erfolg, der der Opferwilligkeit des Herrn Yerkes zu danken ist, war der Yerkessche Vierzigzöller, der sich als sehr nutzbringend für die Erweiterung der spektroheliographischen Forschung erwies. Das nächste Bild zeigt Ihnen dieses Instrument; wie Sie sehen, ist es eine große und teure Maschinerie. Die Frage läuft nunmehr geradezu darauf hinaus: Worin liegen die Vorteile eines solchen Fernrohres, etwa gegenüber einem sechszölligen oder vielleicht einem vierzölligen Äquatorial? Ist es möglich, mit einem sechszölligen Äquatorial eine Arbeit auszuführen, die an Bedeutung mit der Arbeit vergleichbar ist, die sich mit einem Vierzigzöller ausführen läßt?

Das nächste Bild wird Ihnen zeigen, daß der Übergang von dem Zwölfzöller von Kenwood zu dem Vierzigzöller von Yerkes, zum mindesten für die Sonnenphotographie, einen Vorteil bedeutete. Ganz kleine Details der Fackeln, die zuvor nicht bekannt waren, kamen zum Vorschein. Es läßt sich aber leicht zeigen, daß die Vorteile des Vierzigzöllers für die meisten Untersuchungen auf dem Gebiete der Sonnenforschung mehr auf dessen großer Brennweite beruhen als auf seiner großen Apertur[1]).

Wir wollen nun zu einem anderen Beispiele übergehen. Wir haben hier ein Bild des Mondes, das Herr Professor Ritchey mit dem Zwölfzöller von Kenwood aufgenommen hat. Wie Sie bemerken werden, liegt in der Nähe des Erleuchtungskreises der Krater Theophilus, den wir auf dem nächsten mit dem Vierzigzöller photographierten Bilde wieder sehen werden. Diese Aufnahme von Herrn Professor Ritchey ist vermutlich eine der besten bisher gemachten Photographien der Mondoberfläche, und der Vorteil des Vierzigzöllers tritt hier deutlich zutage[1]). Nehmen wir aber einen anderen Fall, den uns das nächste Bild zeigt, so wird es ganz offensichtlich, daß für mancherlei Untersuchungen das Yerkessche Teleskop nicht recht geeignet ist. Wir sehen hier ein Bild des Andromeda-Nebels, das mit dem Vierzigzöller aufgenommen worden ist. Sie sehen, wie wenig es erkennen läßt, weil ein Teleskop mit großer Brennweite, wenn es nicht eine sehr große Apertur besitzt, für die Photographie schwacher Nebel nicht recht geeignet ist. Vergleichen wir dieses Bild mit dem nächsten, das Herr Professor Ritchey mit dem zweifüßigen Reflektor (von acht Fuß Brennweite) aufgenommen hat, so erkennen wir ohne weiteres, daß der Vierzigzöller, ungeachtet seiner großen Vorteile für gewisse Arten von Untersuchungen, für andere Forschungen gänzlich ungeeignet ist. Wie Sie wissen, würde ein Refraktor von viel kleinerer Apertur und von kürzerer Brennweite ebenfalls eine Photographie des Andromeda-Nebels liefern, die jeder mit dem Vierzigzöller möglichen Aufnahme bei weitem überlegen sein würde.

Betrachten wir nun das folgende Bild. Es zeigt das zehnzöllige Teleskop von Bruce, wie es auf dem Mount Wilson aufgestellt war; dort benutzte es Herr Professor Barnard, um die Milchstraße zu photographieren. Sie sehen hier ein Instrument, das im Vergleich zu dem Yerkesschen Teleskop sehr klein und billig ist. Es hat eine zehnzöllige Brashearsche Linse von fünfzig Zoll Brennweite, und am Tubus sind seitlich einige kleinere Kammern angebracht. Mit einem solchen Instrumente lassen sich prachtvolle Photographien der Milchstraße aufnehmen, wie Sie eine im folgenden Bilde sehen, Photographien, die für Untersuchungen über die Verteilung der Sterne in diesem Gebiete des Himmels unentbehrlich sind. Ausgezeichnet arbeitet auch eine viel kleinere Linse, die ganz einfach montiert ist[2]). Ein schönes Beispiel für eine mit einer Porträtlinse durchgeführte systematische Untersuchung bietet die photographische Karte des nördlichen und südlichen Himmels von Franklin-Adams.

Es ist kaum nötig, daran zu erinnern, daß der Vierzigzöller eine solche Arbeit überhaupt nicht leisten könnte. Würden wir mit ihm die Milchstraße zu photographieren ver-

1) Soweit es sich um das Auflösungsvermögen handelt, würde eine Apertur von acht Zoll ausreichen, um die Photographie der kleinsten bekannten Details in den Fackeln zu ermöglichen.

1) Hier wird wiederum das Auflösungsvermögen im sichtbaren Gebiet nicht voll ausgenutzt; die große Apertur ist aber deshalb von Vorteil, weil sie gestattet, das große Bild mit sehr kurzen Expositionszeiten zu photographieren.

2) Herr Professor Barnard hat im Astrophysical Journal einige der wundervollen Resultate wiedergegeben, die er mit einer billigen Projektionslinse aus einem gewöhnlichen Stereoptikon erhalten hat. Fig. 1 auf Tafel IX gibt eine der Photographien wieder, die er mit dieser Linse erhalten hat.

suchen, so dürften wir ein ganz kleines Gebiet in sehr großem Maßstabe erhalten; aber wenn es darauf ankäme, uns irgendwelchen Begriff von der allgemeinen Verteilung der Sterne in der Milchstraße zu geben, so würde der Vierzigzöller ganz und gar versagen. Wenn es sich hingegen darum handeln würde, irgendeinen Sternenhaufen zu untersuchen, etwa den auf diesem Bilde dargestellten, der allerdings nur ein sehr kleines Gebiet der Milchstraße einnehmen würde, so würde uns der Vierzigzöller in den Stand setzen, die einzelnen Sterne herauszugreifen und die Vorgänge an ihnen, die Änderungen ihres Lichtes und ihrer Lage zu verfolgen, während sich an Photographien, die mit einer Porträtlinse aufgenommen wären, eine solche Arbeit nicht würde ausführen lassen.

Ich habe Ihnen diese mannigfaltigen Bilder in der Absicht vorgeführt, um die Ihnen allen bekannte Tatsache zu betonen, daß jedes Instrument sein besonderes Arbeitsfeld hat, auf dem es verschiedene Forschungen ausführen oder deren Ausführung ermöglichen kann, die nicht im Bereiche der Fernrohre anderer Gattungen liegen. Ich möchte aber nunmehr die Frage etwas mehr im einzelnen behandeln. Dabei werde ich mich fast ausschließlich auf Beobachtungen der Sonne beschränken, obgleich man den Gegenstand auch von vielen anderen Richtungen aus angreifen könnte. Der erste Punkt ist nun folgender: Denken wir uns, jemand habe ein kleines Fernrohr von vier oder sechs Zoll Apertur und möchte damit die Sonne beobachten. Nehmen wir weiter an, er habe zunächst keinerlei weitere Hilfsmittel in Gestalt von Spektroskopen, sondern wolle einfach direkte Beobachtungen an der Sonne machen. Gibt es gegenwärtig Arbeit für ein derartiges Instrument? Wenn Sie die Literatur über den Gegenstand durchmustern werden, so werden Sie vielleicht überrascht sein, zu finden, daß viele Jahre verflossen sind, seit sehr sorgfältige und ausführliche Untersuchungen wie die von Langley ausgeführt worden sind, Untersuchungen, die vielleicht von manchen Astronomen nahezu vergessen sein mögen, die aber von denen unter uns sicherlich nicht vergessen sind, die die Sonne verfolgen und mit dem Aussehen der Flecken bei guter Definition vertraut sind. Das nächste Bild zeigt die bekannte Zeichnung eines typischen Sonnenfleckens von Langley (siehe Fig. 2 auf Tafel IX). Sie werden sich, wenn Sie die Sonne systematisch beobachtet haben, erinnern, daß, so oft die Bedingungen besonders günstig werden, die Struktur der Sonnenflecken dieser Zeichnung mehr und mehr ähnlich wird. Die Zeichnung ist eine typische; sie stellt keinen bestimmten Sonnenflecken dar; sie vereinigt Beobachtungen an verschiedenen Flecken; aber im allgemeinen sehen die Einzelheiten an einem Sonnenflecken allerdings sehr ähnlich so aus, wie sie diese Zeichnung darstellt, vorausgesetzt, daß der Sonnenflecken scharf genug umschrieben ist, um die Einzelheiten genügend erkennen zu lassen. Dieser Gegenstand ist lange Zeit hindurch arg vernachlässigt worden, und es würde für Beobachter mit großen und mit kleinen Instrumenten eine lohnende Aufgabe sein, Sonnenflecken zu beobachten, und viele Einzelheiten ihrer Struktur zu untersuchen, die noch dunkel und schwer verständlich sind[1]). Natürlich muß dann die Frage nach dem Auflösungsvermögen des Instrumentes in Betracht gezogen werden. Ein Vierzöller, der Objekte im Abstande einer Bogensekunde zu trennen vermag, würde für die feinsten Details in einem Sonnenflecken nicht geeignet sein. Nach Langley weisen die Fasern der Penumbra zuweilen eine Struktur auf, die beträchtlich kleiner ist, als ein solches Teleskop sie noch zeigen würde. Ein Zehnzöller oder ein Zwölfzöller aber würde alles zeigen, was jemals an einem Sonnenflecken beobachtet worden ist, und Instrumente dieser Größe stehen für derartige Beobachtungen reichlich zu Gebote[2]). Selbst ein viel kleineres Fernrohr würde bei sorgfältiger und systematischer Anwendung viel zur Erweiterung unserer Kenntnis von den Sonnenflecken und von der Struktur der Sonnenoberfläche beitragen. Ich könnte bei diesem Gegenstande noch länger verweilen, aber die Zeit dürfte kaum ausreichen, um mir dies zu gestatten.

Wir wollen jetzt den Fall der Protuberanzen betrachten. Wenn wir ein kleines Spektroskop zur Verfügung haben, etwa das wundervolle kleine Instrument, das Evershed entworfen hat, oder das von Thorp konstruierte[3]), oder gar ein noch einfacheres selbstgebautes Instrument, und wenn wir dieses Spektroskop an einem vier- oder sechszölligen Fernrohr anbringen, so haben wir eine nahezu ideale Ausrüstung für die Beobachtung der Sonnenprotuberanzen. Ein Instrument, wie der Vierzigzöller ist in der Tat für derartige Arbeiten

1) Es würde beispielsweise sehr interessant sein, die Struktur der Umbra zu untersuchen, wie sie sich bei Betrachtung durch eine winzige Nadelöffnung in der Brennebene eines Positivokulars darstellt, wie es vor vielen Jahren Dawes getan hat.

2) Wir dürfen nicht vergessen, daß die Photographie, was den Nachweis der feinsten Struktur der Sonnenflecken angeht, noch der visuellen Beobachtung nachsteht. Es ist indessen kaum zu bezweifeln, daß man neue und wertvolle Ergebnisse erhalten würde, wenn man nur die Umbra und die Penumbra auf die Platte fallen lassen und die Expositionsdauer passend bemessen würde. Der Amateur wird leicht mancherlei Arbeitsgelegenheit auf diesem Gebiete finden.

3) Ich möchte besonders auf die Sonnenspektroskope und auf andere wohlfeile Instrumente hinweisen, die Herr Thomas Thorp in Manchester herstellt. Ein solches Instrument, und zwar ein Polarisationshelioskop, hat auf dem Mount Wilson ausgezeichnete Dienste geleistet.

gänzlich ungeeignet. Den Grund hierfür werden Sie sogleich erkennen. Wenn Sie die ganze Protuberanz beobachten wollen, so ist ihr Bild in der Brennebene des Vierzigzöllers gewöhnlich so groß, daß Sie den Spalt nicht genügend weit öffnen können, um die Protuberanz zu fassen, ohne zu viel Himmelslicht mit einzulassen. Für eine Untersuchung der allgemeinen charakteristischen Merkmale der Protuberanzen hat daher das kleine Instrument einen großen Vorzug vor dem großen. Eine systematische visuelle Untersuchung über Sonnenflecken mit Hilfe des Vierzigzöllers kam für uns praktisch gar nicht in Frage. Wenn die Bedingungen besonders schön waren, konnten wir die Struktur gewisser Protuberanzen studieren, und ich habe niemals etwas Merkwürdigeres gesehen als derartige Einzelheiten, wenn sie unter den günstigsten Gesichtsverhältnissen auftraten. Mit dem uns zu Gebote stehenden Spektroskop und unter gewöhnlichen atmosphärischen Verhältnissen aber konnten wir von der allgemeinen Gestalt und Verteilung der Protuberanzen keine Aufnahmen machen, die ihrem Werte nach mit den Aufnahmen, die man mit kleinen Fernrohren erhalten kann, verglichen werden könnten.

Einigen unserer englischen Amateure sollte es vorbehalten bleiben, in allerjüngster Zeit zu zeigen, daß man Gegenstände an der Sonnenoberfläche, die vielen früheren Sonnenforschern entgangen waren, jederzeit, wenn die Verhältnisse günstig sind, mit einem ganz kleinen Instrument beobachten kann. So haben zum Beispiel die Herren Buß und Captain Daunt, und, wie ich glaube, noch einige andere Amateure, die Sonne mit derartigen Instrumenten beobachtet und auf der Sonnenscheibe dunkle Gebiete zu sehen vermocht, in denen die D_3-Linie verstärkt ist, eine Beobachtung, die meiner Meinung nach bisher noch niemals systematisch verzeichnet worden ist. Beobachtungen der dunklen D_3-Linie auf der Sonnenoberfläche wurden bisher als ungewöhnliche und sehr bemerkenswerte Erscheinungen erwähnt, und soweit ich die einschlägige Literatur durchgesehen habe, sind die dunklen Wasserstoffackeln auf der Sonne seitens der früheren Spektroskopiker sicherlich niemals beobachtet worden. Die genannten Herren haben sie jedoch, wenigstens zuweilen, gesehen. Ich kann dies aus eigener Kenntnis bestätigen, denn bei einer Gelegenheit, als Herr Buß einen der ganz eigenartigen dunklen Wasserstoffackeln beschrieben hatte — derartige Fackeln erscheinen sehr viel dunkler als die gewöhnlichen, wie sie täglich mit dem Spektroheliographen photographiert werden —, sah ich unsere Photographien von dem betreffenden Tage durch und fand das Bild von dem Spektroheliographen genau so aufgezeichnet, wie es beschrieben war. Wenn ich daher zuvor ein wenig an der Möglichkeit gezweifelt hatte, diese Objekte mit einer derartigen Ausrüstung zu sehen, so ließ ich allen Zweifel fahren, nachdem ich diesen Vergleich angestellt hatte[1]). Man kann vielleicht sagen, daß es kaum angängig sein dürfte, derartige Erscheinungen mit einem großen Teleskop in einigermaßen befriedigender Weise zu beobachten. Ein kleines Teleskop ist für Untersuchungen dieser Art sehr viel vorteilhafter. Sobald es möglich sein wird, wollen wir ein kleines Äquatorial aufstellen, um damit diese Objekte zu betrachten und sie mit unseren Photographien zu vergleichen, da wir ja nunmehr aus den Arbeiten der genannten englischen Herren die Möglichkeit kennen gelernt haben, sie zu beobachten. Wir werden indessen keine systematischen Arbeiten auf diesem Gebiete unternehmen, weil, wie ich hoffe, die wertvollen Beobachtungen, die hier im Gange sind, fortgesetzt werden. Das D_3-Bild der Sonne ist bisher mit dem Spektroheliographen noch nicht aufgenommen worden. Wir haben Versuche nach dieser Richtung hin angestellt, die aber bisher noch zu keinem Erfolge geführt haben. Wir müßten imstande sein, die Sonne mit der D_3-Linie zu photographieren, doch das ist noch nicht geschehen. Die einzigen Aufnahmen, die existieren, sind die von den Mitgliedern der British Astronomical Association gemachten. Solche Beobachtungen sollten in Verbindung mit anderen Sonnenbeobachtungen ausgeführt werden, wie dies gegenwärtig in der Tat geschieht. Die charakteristischen Merkmale der Wasserstofflinien werden zur selben Zeit beobachtet, wie diese D_3-Bilder aufgenommen werden; infolgedessen können etwaige Beziehungen zwischen beiden festgestellt werden. Ich kann bei diesem überaus interessanten Gegenstande nicht länger verweilen. Es bietet sich hier reichlich Gelegenheit zu weiteren Arbeiten von hoher Bedeutung.

Ich muß nun zu der Frage nach den Spektren der Sonnenflecken übergehen. Ich brauche Ihnen kaum zu sagen, daß visuelle Beobachtungen der Spektren von Sonnenflecken zuweilen wertvoller sind als die nach photographischen Methoden erhältlichen. Betrachten wir beispielsweise die Linien im grünen Spektralgebiet. Diese Photographie wird sie zur Genüge zeigen. Wir haben hier die b-Gruppe im Spektrum eines Sonnenflecks sowie im Spektrum der Photosphäre. Wir sehen im Sonnenfleck eine große Anzahl feiner Linien, die von Young und Maunder schon vor langer Zeit beob-

1) Soweit ich es übersehe, lassen sich nur die hervortretenderen dunkeln Fackeln mit dem Auge beobachten.

achtet worden sind und gegenwärtig sehr eingehend untersucht werden. Die meisten dieser feinen Linien, die ein leistungsfähiges Instrument photographisch zeigt, kann man mit einem kleinen Spektroskop, das man an einem Sechszöller oder vermutlich auch an einem Vierzöller anbringt, visuell beobachten, und ebenso kann man viele andere Phänomene mit einer ähnlichen Ausrüstung visuell beobachten, die man überhaupt nicht photographieren kann[1]). Es bietet einen gewissen Vorteil, solche Spektren mit einem größeren Fernrohr zu beobachten, vorausgesetzt, daß der betrachtete Sonnenfleck klein ist. Wenn aber der Sonnenfleck ziemlich groß ist (und bisher hat noch niemand Zeit gehabt, die Spektren kleiner Sonnenflecken systematisch zu beobachten), so bietet es nach meinem Dafürhalten keinerlei Vorteil, ein großes Fernrohr zu haben, um das Bild der Sonne auf den Spektroskopspalt zu entwerfen. Es handelt sich nur darum, ein Bild von mäßigen Dimensionen auf dem Spalt zu erhalten, und das Weitere besorgt dann das Spektroskop. Soweit es sich daher um größere Flecken handelt, reicht für visuelle Untersuchung ihrer Spektren ein kleines Fernrohr gerade so gut aus wie ein großes.

Ich werde gleich auf die Frage nach den relativen Vorzügen des photographischen und des visuellen Verfahrens zurückkommen, wenn es gilt, die Spektren von Sonnenflecken zu beobachten. Ich möchte aber im Vorbeigehen betonen, daß für Untersuchungen an der Sonne der Vierzigzöller gewisse ganz ausgesprochene Vorzüge hat. Wenn man beispielsweise das Spektrum der Chromosphäre beobachten will, so werden die Vorteile der großen Brennweite ohne weiteres klar. Die Breite des Spektroskopspaltes ist wesentlich konstant; der Chromosphärenbogen muß eine bestimmte lineare Breite auf dem Spalte haben, um die Beobachtung der Basis der Chromosphäre zu gestatten. Infolgedessen bietet denn das Spektrum der Chromosphäre, mit dem Vierzigzöller betrachtet, ein merkwürdiges Bild, das Tausende von Linien zeigt, die in einem mit kleiner Brennweite erzielten Bilde der Sonne nicht herauskommen.

Wir haben hier also ein Beispiel für die Vorteile einer beträchtlichen Brennweite für bestimmte Zwecke. Ich glaube, es handelt sich hier nicht so sehr um die Apertur des Fernrohrs; wir dürfen nämlich, wenn wir die optische Seite der Frage berücksichtigen, nicht vergessen, daß die Helligkeit des Spektrums (bei konstanter Reinheit) ganz unabhängig von der linearen oder der Winkel-Apertur des Objektes ist, welches das Bild der Sonne auf den Spektroskopspalt entwirft[1]). Man tut vielleicht gut daran, sich gegenwärtig zu halten, daß das hellste Sonnenspektrum, das man erhalten kann ohne Verwendung jeglichen Fernrohrs zur Bilderzeugung auf dem Spalte gewonnen wird, sondern einfach mit einem Kollimator von passender Winkelapertur. Ein großes Sonnenbild ist aber oft vorteilhaft, und ein Äquatorial von großer Brennweite ist notwendig ein kostspieliges Instrument. Die Apertur ist in dem eben erwähnten Falle weniger wichtig als die Brennweite; aber selbst wenn die Apertur nur sechs Zoll betragen und die Brennweite unverändert bleiben würde, so müßte der Tubus immer noch 64 Fuß lang sein, und die Montierung würde nicht weniger kosten als die des Yerkesschen Fernrohres. Wenn wir also ein Instrument von großer Brennweite haben wollen und doch die Ausgaben auf vernünftiger Höhe halten wollen, so müssen wir ein Fernrohr einer anderen Type verwenden. Es sind viele andere Gründe vorhanden, die es wünschenswert machen, für gewisse Arten von Untersuchungen an der Sonne ein feststehendes Fernrohr zu benutzen, obschon ich der letzte sein würde, der behauptete, daß der Vierzigzöller nicht ein nahezu vollkommen befriedigendes Instrument dieser Art ist. Er zeigt, wie wir sahen, Unbequemlichkeiten und Nachteile bei gewissen Arten von Untersuchungen; auf anderen Gebieten aber treten seine überlegenen Eigenschaften von Tag zu Tag deutlicher hervor, je mehr der Beobachter sie zu würdigen lernt. Ich wünschte nur, wir könnten uns auf dem Mount Wilson ein solches Fernrohr leisten (oder auch gar einen viel kleineren Äquatorial-Refraktor); es würde uns für viele Zwecke von großem Nutzen sein.

Ich will jetzt einige der Möglichkeiten für ein feststehendes Fernrohr betrachten und Ihnen zum Vergleich ein Bild des Snowschen Teleskops (Tafel X) zeigen, das jetzt auf dem Mount Wilson in Gebrauch ist. Sie sehen hier einen Cölostaten mit einem Spiegel von 30 Zoll Durchmesser. Das Licht fällt auf einen zweiten

1) Seit dieser Vortrag gehalten worden ist, sind auf dem Mount Wilson mit dem dreißigfüßigen Spektrographen und dem „Turm"-Fernrohr weit bessere Photographien von Sonnenfleckenspektren aufgenommen worden. Es bleibt indessen immerhin richtig, daß man bei visueller Beobachtung von Sonnenfleckenspektren mancherlei wichtige Resultate erhalten kann, die noch außerhalb der Reichweite der Photographie liegen.

1) Wenn die Brennweite des Kollimators begrenzt ist (wie es gewöhnlich bei einem Spektroskop der Fall ist, das mit einem Äquatorial verbunden ist), so gestattet eine Erhöhung des Öffnungswinkels des Fernrohrs eine Erhöhung der linearen Apertur des Spektroskops, und infolgedessen seines Auflösungsvermögens und der Helligkeit des Spektrums, bis zu einer durch die Größe des verfügbaren Gitters festgesetzten Grenze. Bei einem Cölostatfernrohr gelten indessen nicht dieselben Bedingungen, weil man die Apertur des Spektroskops einfach durch Vergrößerung der Brennweite des Kollimators steigern kann.



Spiegel und wird dann auf einen Hohlspiegel von 60 Fuß Brennweite (Fig. 4 auf Tafel X) reflektiert, der es zurückwirft und ein großes Bild der Sonne im Laboratorium entstehen läßt. Dieses Instrument ist wirklich sehr einfach. Der erste Cölostat, den wir auf dem Mount Wilson aufstellten, war ein kleiner Apparat, den die Expedition des Yerkes Observatory bei der Eklipse von 1900 benutzt hatte; er war ursprünglich nicht für derartige Untersuchungen eingerichtet. Wir bauten deshalb einfach einen hölzernen Träger für den zweiten Spiegel und stellten mit Hilfe eines sechszölligen Objektivs von 60 Fuß Brennweite ein Fernrohr her, das für unsere Sonnenuntersuchungen ausgezeichnete Dienste leistete, bis dieser auf dem Berge Aufstellung fand.

Die nächste Photographie zeigt den mit dem Snowschen Fernrohr zusammen verwendeten Spektrographen. Er gehört der Littrowschen Type, oder der Type mit Autokollimation an und hat Spalt und Plattenträger am einen Ende eines langen Tubus und Linse und Gitter am andern. Das Licht des Sonnenbildes fällt, nachdem es durch den Spalt hindurchgegangen ist, auf die Linse, die in 18 Fuß (ihrer Brennweite) Entfernung steht. Die Strahlen werden somit parallel gemacht, treffen nunmehr auf das Gitter und werden auf die Linse zurückgeworfen, die ein Bild des Spektrums auf der photographischen Platte gleich oberhalb des Spaltes entstehen läßt. (Das Gitter ist nämlich ein klein wenig rückwärts geneigt.) Eine solche Ausrüstung (bestehend aus feststehendem Fernrohr und Spektrographen) läßt sich außerordentlich einfach in billiger Form bauen. Cölostaten beispielsweise sind heutzutage für Eklipsenuntersuchungen allgemein gebräuchlich. Man kann einen Cölostaten mit einem Spiegel von nur sechs Zoll Durchmesser und einem zweiten Spiegel von ungefähr vier Zoll Durchmesser und weiter etwa eine Fernrohrlinse von vier Zoll Apertur und vierzig Fuß Brennweite nehmen. Ein derartiges Instrument, das wirklich sehr billig zu kaufen sein würde, würde ein großes Sonnenbild liefern, das sich für mancherlei Untersuchungen über die Sonne eignen würde.

Ich will Ihnen im nächsten Bilde zeigen, wie wir in der eigentlichen Praxis unsere Spektrographen bauen. Sie sehen hier den leistungsfähigsten Spektrographen, der in den Laboratorien des Sonnenobservatoriums in Gebrauch ist. Sie finden hier einen kleinen Spalt, den ich bei meinem letzten Aufenthalt in London für ein paar Shilling bei Hilger gekauft habe. Alle übrigen Teile des Spektrographen, mit Ausnahme einer Linse und des Gitters, hat ein Tischler in ein paar Stunden aus Holz aufgebaut[1]). Der hölzerne Träger für den Spalt und den Plattenhalter steht auf einem Konkretpfeiler und dicht an einer Öffnung in einer Scheidewand, die das eine Ende einer engen Dunkelkammer bildet. In achtzehn Fuß Abstand vom Spalt steht innerhalb der Dunkelkammer ein anderer Konkretpfeiler. Ein hölzerner Schlitten, der eine Linse trägt, und ein einfacher hölzerner Unterbau für das Gitter stehen auf diesem Pfeiler und vervollständigen den Spektrographen. (Auf Tafel XI ist ein ähnlicher Spektrograph abgebildet, der sich zum Gebrauche in einem offenen Raume eignet). Bei der Seltenheit der Gitter sind wir in der glücklichen Lage, ein Gitter benutzen zu können, das uns Herr Professor Ames von der Johns Hopkins University geliehen hat. Falls wir keine Reflexionsgitter hätten, so könnten wir sehr billig eine Kopie von Thorp oder von Wallace oder von Ives kaufen[2]), das eben so gute Photographien liefern würde, wie wir sie jetzt erhalten (allerdings würde wegen der kleineren Apertur die Expositionszeit länger sein). Die Photographien würden vielleicht sogar besser sein, denn unsere Photographien von Sonnenfleckenspektren (die mit dem ähnlichen Spektrographen des Snowschen Fernrohrs aufgenommen worden sind) sind keineswegs so, wie sie sein sollten und wie sie, wie ich hoffe, später einmal werden sollen[3]). Sie würden nicht einen Augenblick, was Vollendung und Schärfe anlangt, den Vergleich mit den prachtvollen Photographien des Sonnenspektrums aushalten, die Herr Higgs im Zentrum von Liverpool unter Bedingungen aufgenommen hat, die man für gewöhnlich selbst für eine belebte Stadt, in welcher unausgesetzt Straßenbahnwagen am Hause vorüberfahren, als sehr schlecht bezeichnen würde. Mit einem Spektrographen, den er mit Ausnahme des Gitters selbst gebaut hat, hat Herr Higgs die schönsten Photographien des Sonnenspektrums gemacht, die je entstanden sind, Photographien, von denen Rowland sagen würde, daß sie seine eigenen an der Johns Hopkins University gemachten übertreffen. Offensichtlich gehört noch etwas anderes als ein kostspieliges Instrument dazu, eine gute Photographie zu machen. Herr Higgs hat die Fähigkeit, die andere erwerben können, ausgezeichnete Schärfe

1) Mit Ausnahme des Plattenträgers, der Fabrikarbeit ist.

2) Diese Kopien sind keine Reflexionsgitter, und man kann daher in diesem Falle den Spektrographen mit Autokollimation durch einen solchen ersetzen, bei dem eine besondere Kamera-Linse zur Verwendung kommt. Bei der hier betrachteten Winkelapertur würden offenbar gute einfache Linsen für Kollimator und Kamera vollkommen ausreichen, wenn die photographische Platte unter dem richtigen Neigungswinkel eingestellt wird, so daß ein hinreichend großes Spektralgebiet scharf zur Abbildung gelangt.

3) Siehe Fußnote auf Seite 712 Spalte 1.

und hervorragende Photographien mit wirklich sehr einfachen Apparaten zu erhalten.

Mit einem Spektrographen von einem Zoll Apertur und zehn Fuß Brennweite in Verbindung mit einem feststehenden Teleskop von vier Zoll Apertur und vierzig Fuß Brennweite würde man in der Lage sein, gute Photographien von den Spektren der Sonnenflecken zu erhalten.

Worin bestehen nun die beiderseitigen Vorzüge der visuellen und der photographischen Beobachtung? Das nächste Bild zeigt Ihnen einige Photographien. Die obere stellt das Spektrum der Sonne dar und die untere das eines Sonnenfleckens. Diese Photographien sind zur Bestimmung der Wellenlängen unbekannter Linien besser als visuelle Beobachtungen, einfach deshalb, weil man die Lage einer Linie auf den Photographien viel besser ausmessen kann, als es bei visueller Beobachtung am Fernrohr möglich ist. Die Photographien sind auch besser zur Bestimmung des Intensitätsverhältnisses der Linien, besonders der schwächeren. Hiermit ist aber auch beinahe alles gesagt, was sich zugunsten der Photographien sagen läßt, und dabei haben wir viele der sehr bedeutenden Vorzüge visueller Beobachtung außer acht gelassen. Diese Photographien, die ich Ihnen jetzt zeige, stellen das gesamte Sonnenfleckenspektrum dar, wie es wirklich war. Selbst mit einem großen Bilde des Sonnenfleckens auf dem Spektrographenspalt (und hier sehen Sie, daß der Hauptwert unserer großen Brennweite darin liegt, daß wir ein großes Bild des Fleckens auf dem Spalt erhalten) können wir bislang noch nicht in ausreichender Weise winzige Unterschiede im Spektrum verzeichnen, die kleinen Einzelheiten im Flecken entsprechen. Wenn wir diese sehr wichtigen Unterschiede im Sonnenflecken studieren wollen, so müssen wir das, einstweilen jedenfalls, auf visuellem Wege tun. Beispielsweise erzählte mir dieser Tage Ihr Vorsitzender, Herr Newall, er habe gefunden, daß das Spektrum der äußeren Kante der Penumbra eines Sonnenfleckens dieselbe charakteristische Verstärkung der Linien aufweist, die man an der Umbra beobachtet; das ist eine Tatsache, die sich vom Standpunkte der früher von mir vertretenen Hypothese schwer erklären läßt, wonach die Hauptursache der Änderung des Intensitätsverhältnisses der Linien in einem Sonnenflecken die verminderte Temperatur der Dämpfe in der Umbra sein soll. Ich hatte von dieser Beobachtung nichts gewußt; ich hatte seit vielen Jahren das Sonnenfleckenspektrum nicht mehr visuell beobachtet, und auf unseren Photographien ist diese Erscheinung nicht verzeichnet. Sie sehen also die entschiedene Überlegenheit visueller Beobachtungen in einem derartigen Falle. Ich könnte noch von weiteren Vorzügen reden. Nehmen wir zum Beispiel an, es fände infolge einer Eruption eine plötzliche Veränderung im Spektrum statt; die Chancen, gerade zu dieser Zeit eine Photographie zu erhalten, sind gering; visuelle Beobachtungen dagegen beanspruchen notgedrungen eine beträchtliche Zeitspanne, und während einer solchen könnten Eruptionen wahrgenommen werden[1]). Selbst einige wenige Resultate könnten von höchster Bedeutung sein, und sie würden in den Photographien vermutlich gänzlich übersehen werden. Ferner ist die Ausdehnung gewisser Linien über den Flecken hinaus auf die Photosphäre in unseren Photographien überhaupt nicht verzeichnet, weil bei dem von uns gewöhnlich angewandten Verfahren alles Licht von der Platte ferngehalten wird, mit Ausnahme des von der Umbra und vielleicht von einem Teile der Penumbra kommenden. Für gewöhnlich erhalten wir keine Spur von diesen Ausdehnungen, aber die aus dem Studium derartiger Erscheinungen zu ziehenden Schlüsse stehen möglicherweise in engem Zusammenhange mit unseren endgültigen Anschauungen über die Natur der Sonnenflecken selbst.

Ich will nur noch einen Punkt erwähnen: Die Umkehrung der Sonnenfleckenlinien, welche einige Beobachter gesehen haben, ist mit unseren heutigen Apparaten noch nicht photographiert worden. Ob sie in Zukunft einmal wird photographiert werden können, bleibt abzuwarten[2]). Sie werden aber sicherlich mit mir darin übereinstimmen, daß der visuelle Beobachter eine ausgezeichnete Chance hat, die ihm der photographische Beobachter unmöglich nehmen kann.

Ich möchte jetzt eingehender von einer anderen Erscheinung reden, die am letzten Abend hier zur Sprache gekommen ist, und die sich besondes gut zur Untersuchung an einem kleinen Bilde der Sonne eignet. Ich meine die Unterschiede zwischen dem Spektrum der Sonnenmitte und dem Spektrum der Sonnenscheibe in der Nähe des Randes, wie sie die nächste Photographie zeigt. Sie sehen hier das Spek-

1) Es ist natürlich wünschenswert, möglichst oft Aufnahmen zu machen, denn eine unter günstigen Umständen gewonnene photographische Aufzeichnung einer ausgesprochenen Veränderung im Spektrum kann viel wertvoller sein als die Ergebnisse einiger in Eile gemachter visueller Beobachtungen.

2) Einige dieser „Umkehrungen" haben sich, seit sie auf dem Mount Wilson photographiert worden sind, als Zeeman-Dupletts herausgestellt (oder als Dupletts, welche dieselben Polarisationserscheinungen aufweisen). Es scheint daher möglich, daß diese Doppellinien durch ein intensives Magnetfeld in den Sonnenflecken hervorgerufen werden. Falls dies der Fall sein sollte, wird sich ein wichtiges neues Feld der Forschung für solche Beobachter eröffnen, die visuell beobachten und Fernrohre von mäßiger Größe haben.

trum der Sonnenmitte und andererseits das Spektrum der Sonne an einem Punkte nicht weit vom Rande auf der Innenseite. Sie werden sofort sehen, welche merkwürdige Änderungen auftreten. Die breiten Linien (oder Banden) H_1 und K_1 nehmen stark an Breite ab, und dasselbe tritt meiner Ansicht nach bei allen Linien auf, die von „Flügeln" begleitet sind. In diesem Gebiete des ultravioletten Spektrums haben viele von diesen Linien Flügel, die nahe dem Sonnenrande verloren gehen oder doch sehr geschwächt werden. Das hat eine merkwürdige Veränderung im Aussehen des Spektrums zur Folge. Es treten noch mehrere andere Absonderlichkeiten auf. Diese Flügel ändern sich nicht nur stark hinsichtlich ihrer Intensität, sondern auch der mittlere Teil der Linie, der von den Flügeln anscheinend scharf unterschieden ist, erleidet gleichfalls eine ausgeprägte Intensitätsänderung; wir finden daher bei einer vorläufigen Durchsicht der Platten, daß die Linien, die in den Sonnenflecken verstärkt sind, im allgemeinen auch nahe dem Sonnenrande verstärkt sind, während andererseits die Linien, die in den Sonnenflecken geschwächt sind, im allgemeinen auch in der Nähe des Sonnenrandes geschwächt sind. Dies gilt nach meiner Ansicht in den weitaus meisten Fällen. Wir finden ferner noch etwas Merkwürdiges: Fast sämtliche Linien, die von Punkten in der Nähe des Sonnenrandes ausgehen, sind gegenüber den vom Mittelpunkte der Scheibe herrührenden Linien im Spektrum nach Rot hin verschoben. Es gibt aber einige auffallende Ausnahmen, und eine von diesen ist von größter Bedeutung: Die Linien in diesem kannelierten Stickstoffspektrum sind nicht merklich verschoben. Da wir nun aus Laboratoriumsversuchen wissen, daß Kanneln durch Druck nicht verschoben werden, während Linien in dieser Weise verschoben werden, so haben wir hier anscheinend eine interessante Bestätigung der Folgerung, zu der Halm früher auf Grund seiner visuellen Beobachtungen an zwei Linien im Rot gelangt ist, — daß nämlich die Verschiebung dieser Linien auf Druck zurückzuführen ist[1]).

Diese Untersuchung ist vielseitig; sie findet auf Vorgänge an der Sonne wie auf solche an Sternen Anwendung. Es ist Raum vorhanden für viele Forscher, die Resultate gewinnen können, welche ihrem Werte nach denen, die wir auf dem Mount Wilson erhalten können, gleichwertig und höchstwahrscheinlich überlegen sein werden. Ein großes Bild der Sonne ist nicht erforderlich, denn der Effekt ist in unserem Bilde von 6,7 Zoll in 2 bis 3 mm Abstand vom Rande sehr merklich. Es macht auch nichts aus, ob das Sonnenbild sehr scharf ist, oder nur einigermaßen. Der einzige wesentliche Punkt ist der, daß der Spektrograph recht leistungsfähig sein muß, und das ist etwas, was sich mit mäßigen Kosten verwirklichen läßt. Ich hoffe zu sehen, wie mehrere Forscher diese Frage in Angriff nehmen werden, wie sie die Verschiebungen und die Intensitätsverhältnisse der Fraunhoferschen Linien bestimmen, wie sie Anzeichen periodischer Veränderungen nachspüren, und wie sie eine Erklärung für diese merkwürdigen Erscheinungen ausarbeiten werden, die mit einer Erklärung der Intensitätsverhältnisse derselben Linien in den Spektren der Sonnenflecken und in den Spektren der Sterne in Einklang stehen wird.

Ich darf jetzt ein anderes Gebiet der Sonnenforschung berühren und die Möglichkeit betrachten, nützliche neue Arbeit mit dem Spektroheliographen zu leisten, der keineswegs solch kostspieliges und fürchterliches Instrument ist, wie man denken könnte. Dieses Bild zeigt Ihnen den ersten Spektroheliographen, den wir auf dem Mount Wilson benutzt haben, ehe wir den jetzt in Gebrauch befindlichen dauernden gebaut haben. Die Tatsache, daß wir ein dauerndes Instrument an die Stelle des provisorischen haben treten lassen, könnte nun zu dem Schlusse führen, daß das frühere keine guten Ergebnisse geliefert habe. Ich darf deshalb hinzufügen, daß die mit dem hölzernen Instrumente aufgenommenen Photographien sogar noch besser sind als die späteren. Sie zeigen nur enge Zonen der Sonnenoberfläche, sind aber an Schärfe nie übertroffen worden[1]). Auf dem Bilde wird der Spektroheliograph zum Teil durch den Spektrographen verdeckt, so daß Sie nur eine rohe Vorstellung von ihm gewinnen können. Wir haben hier eine rechteckige hölzerne Grundplatte, die auf einen Pfeiler aufgesetzt ist.

An jede Ecke der Grundplatte war ein kleiner Block aus Gußeisen angeschraubt, in den eine *V*-förmige Nute eingehobelt worden war. In jeder Nute befand sich eine Stahlkugel. Eine gleichfalls aus Holz hergestellte Platte trug die optischen Teile des Spektroheliographen und ruhte auf diesen Kugeln; sie

1) Dieser Schluß findet eine weitere Bestätigung in dem Umstande, daß Linien eines gegebenen Elements, die im Laboratorium bei einem gewissen Drucke ungleiche Verschiebungen aufweisen, im allgemeinen nahe dem Sonnenrande entsprechende Verschiebungen zeigen. Es bleibt indessen abzuwarten, ob nicht gewisse andere Hypothesen die beobachteten Erscheinungen ebensogut zu erklären vermögen.

1) In dem gegenwärtig benutzten fünffüßigen Spektroheliographen ist die Dispersion groß genug, um sowohl mit den Wasserstofflinien als auch mit den Kalziumlinien zu photographieren. Aus diesem Grunde sind die Expositionsdauern länger, und die Schärfe ist etwas weniger vollkommen, aber für praktische Zwecke immer noch ganz hinreichend.



konnte somit durch das Bild der Sonne hindurchbewegt werden. (Das Bild der Sonne wurde mit einem Cölostatfernrohr erhalten.) Die Bewegung wurde mittels eines kleinen Elektromotors erzeugt, der durch ein Stück Angelschnur mit dieser großen hölzernen Rolle verbunden war; er trieb eine Schraube, die durch eine bleierne Mutter ging, welche ihrerseits mit der beweglichen Platte fest verbunden war. Die Schraube war auf einer Drehbank und die Mutter auf ihr geschnitten worden. Dieser einfache Mechanismus lieferte die Mittel, eine langsame gleichförmige Bewegung der oberen Platte durch das Bild der Sonne zu erzielen. Die Anordnung der optischen Bestandteile war genau dieselbe wie beim Rumfordschen Spektroheliographen.

Betrachten wir einen Horizontalschnitt durch das Instrument, so haben wir bei *a* (siehe Fig. 7 auf Tafel XII) einen Spalt, durch den das Licht hindurch geht. Ein ganz einfacher Spalt genügt. Dieser hier war ein alter, der, wie ich glaube, von einem Teile des alten Kenwoodschen Spektroheliographen stammt. Das Licht ging durch diesen Spalt und fiel dann auf eine Sammellinse *b*. Das kann eine gewöhnliche unkorrigierte Linse sein, wenn ihre Brennweite groß genug ist. Wir hatten zufällig ein paar achromatische Linsen und verwendeten diese; sie waren aber um nichts besser als eine einfache. Die parallelen Strahlen fielen auf einen ebenen Spiegel *c* und wurden auf die Prismen *d, d* reflektiert. Wir benutzten zwei Prismen, aber eines wird vollkommen genügen, sofern nicht Wasserstoff- oder Kalziumfackeln photographiert werden sollen. Diese Prismen waren bereits abgedankt worden; sie waren ursprünglich für den Bruceschen Spektrographen angefertigt worden, waren aber so mangelhaft, daß sie für Sternspektren nicht mit Erfolg benutzt werden konnten; deshalb haben wir sie vom Yerkes-Observatorium entliehen und hier angebracht. Die beiden Prismen ergaben mit dem Spiegel zusammen eine Totalablenkung von 180°. Das Licht ging weiter durch die photographische Linse *e* — auch hier wird eine einfache Linie gute Dienste tun —, welche ein Bild des Spektrums auf einem zweiten Spalt *f*, dicht an der feststehenden photographischen Platte *g*, erzeugte. Durch Einstellen dieses Spaltes auf die Kalziumlinie H_2 und langsames Bewegen des Instrumentes durch das Sonnenbild mit Hilfe des Motors erhielten wir ausgezeichnete Photographien der Kalziumfackeln.

Das nächste Bild zeigt Ihnen einige mit dem dauernden Instrument aufgenommene Photographien. Derartige mit den Kalzium- und Wasserstofflinien aufgenommene Photographien öffnen der Forschung ein weites Feld, das jedermann zugänglich ist, der eine solche Ausrüstung besitzt, wie ich sie eben beschrieben habe, nämlich ein ganz einfaches Instrument mit kleinen Prismen und Linsen, das fast ausschließlich aus Holz gebaut ist.

Im nächsten Bild werde ich Ihnen einige mit dem hölzernen Instrument gemachte Aufnahmen zeigen. Sie werden bemerken, daß in diesem Falle die Bewegung nicht vollkommen gleichförmig war; Sie können die kleine Unregelmäßigkeit der Bewegung wahrnehmen, die aber die Brauchbarkeit der Negative nicht beeinträchtigte. Hier haben Sie eine direkte Photographie der Sonne, hier eine mit der Kalziumlinie H_1 aufgenommene, und hier eine Aufnahme desselben Gebietes mit der Kalziumlinie H_2. Wenn jemand mit einem solchen Instrument arbeiten würde und uns über die genaue Bedeutung solcher Photographien wie diese aufklären möchte, so würde er wenigstens mir einen großen Gefallen tun, denn bisher ist es mir nicht möglich gewesen, sicher festzustellen, welche Rolle das kontinuierliche Spektrum der Fackeln und das Licht der Kalziumlinie H_1 im einzelnen bei der Erzeugung der Photographien spielen. Diese Frage ist noch offen, und es wird noch mancher Untersuchungen bedürfen, um sie zweifelsfrei zu lösen[1]).

In dieser mit der Linie H_2 aufgenommenen Photographie haben wir vermutlich ein Bild des Kalziumdampfes auf einem höheren Niveau als dem, das die mit der Linie H_1 aufgenommenen Platten wiedergeben. Sie sehen beispielsweise hier diese Brücke von Kalziumdampf quer über den Flecken, die die mit der Linie H_1 aufgenommene Platte nicht aufweist. Mit einem solchen Spektroheliographen, wie ich ihn hier beschrieben habe, ließen sich viele hochinteressante Forschungen ausführen. Ich wünschte, ich hätte Zeit, mich darauf einzulassen; ich möchte nur auf einen Gegenstand hinweisen, nämlich auf die Vergleichung der mit den Kalziumlinien und der mit den Wasserstofflinien erhaltenen Bilder. Herr Butler hat mich gebeten, hier heute einen Punkt zu erörtern, den ich leider in meinem Vortrage in der letzten Sitzung dieser Gesellschaft klarzustellen versäumt habe. Bei der Besprechung des relativen Niveaus der Kalzium- und der Wasserstoffackeln sagte ich, wir fanden, daß die dunklen Wasserstoffackeln im Vergleich zu den entsprechenden hellen Kalziumfackeln etwas gegen

1) Auf Tafel XII, Fig. 8 und 9, sind zwei mit dem hölzernen Spektroheliographen aufgenommene Photographien wiedergegeben. Es sind nicht die im Text erwähnten. Seit der Niederschrift des Textes sind auf dem Mount Wilson unter Verwendung der Wasserstofflinie H_α mit dem Spektroheliographen Photographien von Wirbeln in der Atmosphäre der Sonne aufgenommen worden. Ein einfacher hölzerner Spektroheliograph würde genügen, um gute Photographien dieser Wirbel zu liefern. Diese Wirbel sind somit der Untersuchung seitens der Amateure mit beschränkter Ausrüstung zugänglich.



den Rand der Sonne hin verschoben sind. Die natürliche Schlußfolgerung, zu der ich gelangte, war, daß die in dieser Photographie sichtbare Wasserstoffabsorption auf einem etwas höheren Niveau, bei etwa 1500 Meilen, erfolgte, als die Kalziumstrahlung, die uns diese Photographie liefert. Herr Butler zeigte mir, daß aus den Photographien des Flashspektrums hervorgeht, daß der Kalziumdampf zu größerer Höhe aufsteigt als das Wasserstoffgas, und daß der Unterschied ungefähr 1500 Meilen beträgt. Die Richtigkeit dieses Resultats steht außer Zweifel, und es handelt sich um den Nachweis, daß es mit meiner Schlußfolgerung verträglich ist. Ich glaube, der Grund ist ganz einfach und liegt in folgendem: Die mit der Linie H_2 photographierten Fackeln geben nicht den höchsten Kalziumdampf wieder, sondern ein beträchtlich tiefer liegendes Niveau; dagegen stellen die als Wasserstoffackeln bekannten Absorptionserscheinungen anscheinend den oberen Wasserstoff in der Chromosphäre dar, oder in manchen Fällen die Protuberanzen selbst. Das mittlere Niveau der Wasserstoffabsorption scheint etwa 1500 Meilen höher zu liegen als das Gebiet, von dem das Licht der Kalziumlinie H_2 ausgeht. Wenn, wie es gelegentlich vorkommt, der höchste Kalziumdampf in der Chromosphäre photographisch aufgezeichnet wird, so wirkt er wie Wasserstoff und ergibt dunkle Absorptionserscheinungen, die von der hochgelegenen Linie H_3 herrühren und nicht mit den hellen Kalziumfackeln der Linie H_2 zu verwechseln sind.

Ich sehe, ich muß suchen, schnell zu Ende zu kommen. Ich könnte noch verschiedene andere Anwendungsmethoden des Spektroheliographen anführen, und falls irgend jemand von den Anwesenden später einmal Interesse daran haben sollte, sich damit zu beschäftigen, so werde ich mir ein Vergnügen daraus machen, sie eingehend zu erörtern. Ich darf nebenbei bemerken, daß man mit einem Littrowschen Spektrographen oder einem beliebigen Spektrographen von großer Brennweite und einem feststehenden Bilde der Sonne verschiedene andere Untersuchungen unternehmen kann, beispielsweise die Bestimmung der Rotation der Sonne etwa in der Weise, wie Dunér oder Halm sie verfolgt haben, aber unter Verwendung verschiedener Spektrallinien und unter Ausnutzung der Vorteile der photographischen Methoden. Bei allen derartigen Arbeiten ist ein Zusammenarbeiten mit anderen Forschern höchst erwünscht, denn es könnte sonst leicht geschehen, daß zwei Forscher dasselbe tun würden, während sie gerade so gut einander in ihrer Arbeit ergänzen könnten, statt sie zu verdoppeln.

Eine andere Seite des Gegenstandes, die ich gern erörtern würde, wenn ich Zeit dazu hätte, ist die Spektroskopie der Sterne. Sie werden finden, daß für die Spektroskopie der Sterne ein großes Fernrohr im allgemeinen allerdings einen Vorzug hat. Je mehr Licht man zusammenfassen und auf ein Sternbild konzentrieren kann, um so größere Dispersion kann man im Spektroskop verwenden, und daher bietet die Anwendung großer Aperturen für die spektroskopische Untersuchung der Sterne allerdings einen Vorteil. Es bleibt aber die Tatsache bestehen, daß auch auf diesem Gebiete kleine Instrumente mit sehr gutem Erfolge benutzt werden können, sofern der Plan der Untersuchung verständig angelegt wird. Ich weiß hierfür kein besseres Beispiel als das, welches ich hier, dank der Freundlichkeit des Herrn Pater Sidgreaves, anführen kann. Sie sehen hier eine Photographie des Spektrums *o* Ceti, die mit einem Refraktor von vier Zoll Apertur, mit einem Prisma von $22\frac{1}{2}^0$ brechendem Winkel vor dem Objektiv aufgenommen worden ist. Die Brennweite des Fernrohres beträgt vier Fuß.

Das Bild zeigt das Spektrum von Omikron Ceti am 29. November 1905 und am 1. Dezember 1906 und läßt mit großer Deutlichkeit die in der Zwischenzeit aufgetretenen Veränderungen erkennen. Wenn dieses Spektrum mit einem Instrument, wie etwa dem Bruceschen Spektrographen des Yerkes-Observatoriums in Verbindung mit dem Vierzigzöller, aufgenommen worden wäre, so würden wir gewisse Vorteile haben, aber auch gewisse Nachteile, denn das ganze Gebiet, das die mit diesem Instrument (bei Anwendung dreier Prismen) aufgenommenen Photographien umfassen würden, ist hier ein begrenztes im Blau. Alle diese merkwürdigen Kanneln im weniger brechbaren Gebiete würden in den Photographien nicht auftreten, und wir würden, wenn wir mit einem solchen Instrument auf ein kurzes Spektralgebiet beschränkt wären, nichts über die höchst interessanten Veränderungen erfahren, die gerade in diesem Falle zu sehen sind. Das folgende Bild zeigt eine andere Aufnahme von Pater Sidgreaves. Diese ist mit einer etwas anderen instrumentellen Anordnung gemacht worden, nämlich mit einem geradsichtigen Prisma im Brennpunkte eines fünfzehnzölligen Äquatorials. Sie werden aber sehen, welch großes Spektralgebiet die Platte umfaßt, und werden sich wiederum vergegenwärtigen, daß fast das ganze Spektrum, mit Ausnahme eines sehr kleinen Gebietes, auf Photographien fehlen würde, die mit einem Instrumente wie den Spektrographen von Bruce und von Mills oder anderen Apparaten mit drei Prismen aufgenommen worden wären, die man verwendet, um die Sternbewegungen in der Gesichtslinie zu untersuchen. Sie beachten die höchst interessante und wichtige Tatsache, daß die Wasserstofflinie H_ϵ in dem Bilde fehlt, vermutlich, wie

Herr Newall meint, infolge der Absorption durch die Kalziumlinie H, also die Bande H_1, die vielleicht in einem anderen Sterne erfolgt, der uns näher steht als der, welcher die hellen Wasserstofflinien liefert. Das veranschaulicht die große Bedeutung der Arbeit, die mit einem Instrument von wirklich ganz geringer Größe auch auf diesem Gebiete der Sternspektroskopie geleistet werden kann, das als das besondere Eigentum der Fernrohre mit großer Apertur gilt. Wie bereits gesagt, haben im allgemeinen bei sternspektroskopischen Untersuchungen die Forscher, die ein Fernrohr mit großer Apertur besitzen, allerdings einen Vorteil; es gibt aber verschiedene Untersuchungen dieser Art — und von der Art, wie sie Herr Professor Pickering in seinen sehr ausführlichen Durchmusterungen des ganzen Himmels mit Objektivprismen unternommen hat —, Untersuchungen von hervorragender Wichtigkeit, die sich mit großen Refraktoren von großer Brennweite nicht ausführen lassen.

Ich könnte noch weiter von den Arbeitsmöglichkeiten an veränderlichen Sternen reden, aber sie sind den meisten unter Ihnen vertraut. Die Beobachtung vieler weiter Doppelsterne ist, wie mir mein Freund Burnham erzählt, seit Herschels Zeiten vernachlässigt worden, weil die großen Instrumente, und selbst die kleinen, auf engere Objekte gerichtet worden sind. Infolgedessen mußte Burnham bei der Durchsicht seines großen Katalogs mit dem Vierzigzöller eine Menge weiter Doppelsterne ausmessen, die vielleicht seit ihrer Entdeckung durch Herschel vor mehr als einem Jahrhundert nicht wieder betrachtet worden waren. Wichtige Arbeiten über Doppelsterne sind jederzeit Forschern mit kleinen Instrumenten zugänglich, sofern sie über ein Mikrometer verfügen.

Ich könnte weiter auf den Fall eingehen, daß jemand überhaupt kein Fernrohr besitzt und doch Beiträge zur Astrophysik liefern will. Ich spreche hier nicht von solch wunderbaren Leistungen, wie sie Anderson vollbrachte, als er mit dem bloßen Auge Nova Persei entdeckte. Wenn aber jemand überzeugt wäre, daß der bedeckte Londoner Himmel sich nie wieder öffnen würde, so könnte er doch noch in seinem Laboratorium arbeiten und wertvolle Beiträge dadurch liefern, daß er Linien und Banden in Sonnenfleckenspektren identifizierte, wie es kürzlich Herr Professor Fowler getan hat, oder dadurch, daß er auf einer ganzen Reihe anderer Gebiete Untersuchungen anstellte.

Ich will mit ein paar praktischen Anregungen schließen. Zunächst ein Hinweis auf die Frage der Atmosphäre: Mancher unter uns hat vielleicht das Gefühl, daß wir sehr viel bessere Ergebnisse erzielen könnten, als sie sich in London erreichen lassen, wenn wir nur in die höheren Schichten aufsteigen könnten. Wenn wir aber im Gedanken an die Männer verweilen, die in London arbeiten, und an ihre Leistungen, so müssen wir anerkennen, daß selbst hier die Bedingungen nicht so schlecht sind, wie wir sie uns zuweilen vorstellen. Ich habe (seit meiner Tätigkeit in Chicago) oftmals stark den Eindruck gehabt, daß eine rauchige Atmosphäre für astronomische Arbeiten manche Vorzüge hat; scheint es doch, daß die Sichtigkeit bei Sonnenbeobachtungen häufig besser ist, wenn der Himmel rauchbedeckt ist. Wir haben hier eine schöne Gelegenheit, diese Frage zu prüfen, und sie hat meines Erachtens ihre beste Prüfung in Greenwich erfahren, und manche der dort gemachten photographischen Sonnen- und Sternaufnahmen beweisen, daß der Londoner Rauch eine ausgezeichnete Schärfe nicht ausschließt. Ich habe dort gestern einige Platten sorgfältig untersucht, und die Sternbilder sind in vielen Fällen überraschend gut. Meines Erachtens muß die Schärfe in Greenwich bei Tag wie bei Nacht von viel höherer Ordnung sein, als man annehmen möchte, wenn man bedenkt, daß Greenwich im Bannkreise von London liegt[1]). Es ist aber durchaus möglich, überall gute Ergebnisse zu erzielen, wenn man nur genügende Sorgfalt anwendet. Beispielsweise muß man die beste Tageszeit für Sonnenbeobachtungen berücksichtigen. Für gewöhnlich tritt die größte Schärfe der Sonne am frühen Morgen und am späten Nachmittage ein. Herr Newall teilt mir mit, daß dies für Cambridge geradeso zutrifft wie für Mount Wilson. Das verdient Beachtung, wenn man Sonnenuntersuchungen in Angriff nehmen will. Weiter bedarf es eines bestimmten Arbeitsplanes. Das ist von grundlegender Bedeutung. Richten Sie Ihre ganze Aufmerksamkeit auf eine einzige Untersuchung, die, wenn möglich, zwei bis drei parallele Beobachtungen umfaßt, die so angelegt sind, daß sie sich gegenseitig beleuchten. Häufig kann der Wert einer gegebenen Beobachtungsreihe ungemein erhöht werden, wenn man über andere Beobachtungen verfügt, die ihre Deutung erleichtern. Beispielsweise können bei der Untersuchung von Sonnenfleckenspektren der Charakter der Flecken, ihre Bewegungen, ihre Gestaltsänderungen, die Verteilung der Fackeln in ihrer Nachbarschaft wichtige Faktoren zur Deutung der spektroskopischen Erscheinungen werden. Andererseits ist reichlich Möglichkeit zur Anwendung neuer Methoden und neuer Instrumente gegeben. Bisher sind meiner Meinung nach die Interferometer von Michelson und von Pérot und Fabry für die Sonnen-

1) Während der Durchsicht dieses Vortrages für den Abdruck erfahre ich zu meiner großen Freude von der Entdeckung eines achten Jupitertrabanten zu Greenwich.

forschung noch niemals systematisch verwendet worden. Die wundervolle Methode, die Fabry zur Bestimmung absoluter Wellenlängen benutzt, würde in der Tat vielleicht sehr nutzbringend sein, wenn man sie auf die Messung der Verschiebung von Sonnenlinien in der Mitte und am Rande anwenden würde. Ich glaube auch, daß das Stufenspektroskop niemals zur Beobachtung der schmalen hellen Linien in der Chromosphäre benutzt worden ist. Weiterhin finden wir uns immer der Möglichkeit gegenüber, unsere optischen Apparate zu vervollkommnen. Ich habe viele Jahre lang versucht, gute Prismen von großen Abmessungen zu erhalten, kann aber kein homogenes Glas bekommen, und halte es deshalb jetzt für notwendig, das Problem der Flüssigkeitsprismen in Angriff zu nehmen. Wenn jemand diese Frage aufnehmen und uns zeigen könnte, wie man sehr große Prismen machte, die im wesentlichen vollkommen wären, so würde er einen großen Schritt vorwärts machen. Lord Rayleigh erzählte mir kürzlich, wie er einige große Flüssigkeitsprismen gemacht hat, die nahezu theoretische Auflösung ergeben haben. Durch eine Erweiterung derselben Methoden könnte man vielleicht noch größere Prismen erhalten, die den weitgehenden Ansprüchen der photographischen Untersuchung genügten.

So könnte ich noch mancherlei andere Arbeitsgelegenheit angeben, wenn ich nicht fürchten müßte, Sie damit zu ermüden. Wir dürfen indessen nicht vergessen, daß immer die Möglichkeit besteht, daß wir eine ganz neue Methode finden, die ebenso bedeutend würde, wie irgendwelche Anwendung des Interferometers oder des Stufenspektroskops oder sonst eines Instruments, auf das ich hingewiesen habe.

Ich hoffe, ich habe Ihnen gezeigt, daß es mit kleinen oder wohlfeilen Instrumenten möglich ist, nicht nur Arbeit von untergeordneter Bedeutung zu leisten, sondern auch solche ersten Ranges, Arbeit, die mit großen Instrumenten nicht wiederholt werden kann oder nicht wiederholt werden wird; mit anderen Worten, daß ein weites Feld für jeden offen steht, der Leistungen hervorbringen will, gleichviel, wo er wohnt und wie einfach seine Hilfsmittel sein mögen. Dieser Gegenstand berührt mich so nahe, daß ich hoffe, die Anregungen, die ich gegeben habe, möchten nicht ganz wirkungslos bleiben. Wir brauchen die Ideen von Männern aus allen Teilen der Welt; wir brauchen die Mitarbeit, die sie leisten können; und wir brauchen sie sogar noch dringender als größere instrumentelle Hilfsmittel, als wir gegenwärtig besitzen.

(Nach Smithsonian Report for 1907, S. 267, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 24. Juli 1909.)

BESPRECHUNGEN.

Josef Maria Eder, Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik für das Jahr 1908. gr. 8. VIII u. 751 S. Zweiundzwanzigster Jahrgang. Mit 311 Abbildungen im Text und 30 Kunstbeilagen. Halle a. S., Wilhelm Knapp. 1908. M. 8.—

Der neue Jahrgang unterscheidet sich in Zusammenstellung und Ausstattung nicht wesentlich von den vorigen, es kann daher auf das früher Gesagte verwiesen werden. Aus dem Inhalt der Originalbeiträge wie beim Durchblättern des Jahresberichtes über die Fortschritte fällt auf, daß im letzten Jahre die Kinematographie und in Verbindung damit die Projektionslehre einerseits und die Farbenphotographie andererseits das Interesse der Fachleute besonders in Anspruch genommen hat. Auch die Stereoskopie hat schöne Fortschritte zu verzeichnen. Riesenfeld.

A. Saal, Die Photographie in den Tropen mit den Trockenplatten. Ein Ratgeber für Tropenreisende und Liebhaber der Lichtbildkunst. (Encyklopädie der Photographie. Heft 62.) 8. VIII u. 112 S. Halle a. S., Wilh. Knapp. 1908. M. 3.60.

Auf Grund langer Erfahrung hat der Verfasser im vorliegenden Buche sehr präzise Vorschriften für Tropenphotographie gegeben. Die klimatischen Verhältnisse in den Tropen bedingen, daß sowohl beim Negativ- wie beim Positivprozeß einige Methoden abgeändert werden müssen, andere, die sich in gemäßigten Zonen gut bewähren, in den Tropen ganz versagen. Auch berichtet Verf., daß es eigentlich noch keine Trockenplatte gibt, die sich in den Tropen ebenso einfach und sicher behandeln ließe wie in den gemäßigten Zonen. Alles dies ist für den, der in die Tropen zu gehen beabsichtigt, wissenswert, aber auch für jeden andern interessant zu erfahren. Daß Verf. gelegentlich auch von Dingen spricht, die nicht streng zum Thema gehören (wie z. B. von der Konstruktion photographischer Objektive), dessen ist er sich, wie die Entschuldigung in der Vorrede zeigt, selbst bewußt. Riesenfeld.

A. Freiherr von Hübl, Die Theorie und Praxis der Farbenphotographie mit Autochromplatte. (Encyklopädie der Photographie. Heft 60.) Zweite umgearbeitete Auflage. Halle a. S., W. Knapp. 1909. M. 2.—

Verfasser, dem von seiner Tätigkeit im Wiener Militärgeographischen Institut her reiche praktische Erfahrungen in der Farbenphotographie zu Gebote stehen, gibt hier zunächst eine eingehende Schilderung des sogenannten polychromen Rasters. Es ist dies die eigentümliche Anordnung von Stärkekörnern in den drei verschiedenen Grundfarben, die die Grundlage des Lumièreschen Verfahrens der Dreifarbenphotographie bildet. In der Praxis der Photographie mit der Lumièreschen sogenannten Autochromplatte legt er Wert auf detaillierte Vorschriften für den Entwicklungsprozeß, deren sorgfältige Erfüllung bei dem nicht ganz einfachen Verfahren erforderlich ist. Dafür sind denn aber auch die erzielten Transparentbilder von überraschender Schönheit und Farbenpracht, wenn sie auch eine ziemlich kräftige Beleuchtung erfordern. Daß man mit Vertrauen den gegebenen Vorschriften folgen kann, zeigen des Verfassers eigene Resultate, die beispielsweise auf der Wiener Tagung der Deutschen Bunsen-Gesellschaft im Jahre 1908 vorgeführt wurden. Byk.

R. Fitzner, Die Regenverteilung in den deutschen Kolonien. gr. 8. 115 S. Berlin, H. Paetel. 1907.

Das Werk verarbeitet das gesamte vorhandene Material, meist einjährige, aber doch auch einzelne langjährige Reihen. Für Kamerun liegen 30 Stationen vor, für Togo 21, Südwestafrika 71, Ostafrika 84, Neu-Guinea 20, Bismarckarchipel 16, Mikronesien 12, Samoa 27 und Tsingtau eine. Für Südwest- und Ostafrika werden Regenkarten gezeichnet. Die Diskussion der Zahlen ist so eingehend, wie es das Material nur zuläßt; auch ist die seither veröffentlichte Literatur angeführt und verwertet. A. Nippoldt.

J. B. Messerschmitt, Die Schwerebestimmung an der Erdoberfläche. (Die Wissenschaft. Heft 27.) 8. VIII u. 158 S. mit 25 Abbildungen. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1908. M. 5.—, gebunden M. 5.80

Die ersten Kapitel sind naturgemäß einleitende. In ihnen wird besonders der freie Fall, die allgemeine Gravitation und die Theorie des Pendels behandelt, letztere hauptsächlich in Rücksicht auf das physische Pendel.

Der Hauptteil setzt mit der Bestimmung der Schwerkraft aus Pendelmessungen ein. Hier wird die Geschichte der Schweremessungen, die normale Verteilung der Schwerkraft und die Abweichung der Lotlinie besprochen. Sehr ausführlich ist der Abschnitt über die absoluten Schweremessungen, wobei auch die verwendeten Apparate eingehend beschrieben werden. Das Kapitel über relative Schweremessungen wird für jeden Forschungsreisenden ein höchst vollständiges Lehrbuch der praktischen Durchführung solcher Messungen sein. In dem Abschnitt über die Verteilung der Schwerkraft auf der Erde werden die gesamten bis heute gewonnenen Ergebnisse als ein vollständiger Beitrag zur Geophysik zusammengefaßt.

Dem ganzen Werke ist eine Literaturübersicht und ein Sachregister beigegeben. Die ganze Freude des Verfassers an seinem Lieblingsgebiete geht durch die Darstellung hindurch und hat ihn ein vollkommenes Ganzes schaffen lassen. A. Nippoldt.

Handbuch der anorganischen Chemie. In vier Bänden. Herausgegeben von R. Abegg u. F. Auerbach. II. Band, 1. Abteilung: Die Elemente der ersten Gruppe des periodischen Systems. gr. 8. XIII u. 867 S. mit 34 Figuren. Leipzig, S. Hirzel. 1908. M. 24.—, gebunden M. 26.—

Mit jedem weiteren Teile des Abeggschen Handbuchs zeigt es sich in erhöhtem Maße, wie außerordentlich wertvoll ein großes und dabei auf durchaus moderner Grundlage beruhendes Handbuch der anorganischen Chemie ist. Was man bei jedem neuen Teile wieder bewundernd anerkennen muß, ist der staunenerregende Grad von Einheitlichkeit, der erreicht worden ist trotz der Zusammenarbeit so vieler, und auch in bezug auf Teile, die von ganz verschiedenen Mitarbeitern behandelt worden sind. Demjenigen, der, wie der Referent, dem Bedürfnisse nach modernster Darstellung folgend, zunächst immer erst nach dem „Abegg" greift, ehe er ältere Handbücher zu Rate zieht, möge die Ungeduld verziehen werden, wenn ihm die Vollendung des Ganzen zu lange zu dauern scheint; gewinnt doch ein solches Werk seinen vollen Wert erst dann, wenn es vollständig vorliegt. E. Bose.

W. Makower, The radioactive substances. Their properties and behaviour. 8. VIII u. 301 S. London, K. Paul, Trench, Trübner & Co., Dryden House, Gerrard Street, W. 1908. 5 sh.

Der vorliegende Versuch des Verfassers, die Eigenschaften der radioaktiven Stoffe und

die Haupttatsachen der Radioaktivität in präziser Form und trotzdem unter Vermeidung jeglicher Mathematik darzustellen, kann als durchaus gelungen bezeichnet werden, so daß das Werkchen namentlich Nichtphysikern, die an den radioaktiven Vorgängen Interesse haben, aufrichtig empfohlen zu werden verdient.

E. Bose.

C. W. Raffety, An introduction to the science of radioactivity. 8. XII u. 208 S. mit 27 Figuren. London, Longmans, Green, and Co., 39 Paternoster Row. 4 sh. net.

Auch dieses Werkchen verdient als eine geschickt abgefaßte elementare Darstellung der radioaktiven Erscheinungen an dieser Stelle erwähnt und empfohlen zu werden. E. Bose.

Rohr, M. v., Abhandlungen zur Geschichte des Stereoskops v. Wheatstone, Brewster, Riddell, Helmholtz, Wenham, d'Almeida u. Harmer. (Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften. No. 168.) 8. 130 S. mit 4 Tafeln u. 10 Figuren. Leipzig, W. Engelmann. 1908. Kart. M. 2.20

Zu einer Zeit, wo die Anwendungen der Stereoskopie an Zahl und Bedeutung fortgesetzt zunehmen, bedarf es keiner besonderen Begründung für die bequeme Zugänglichmachung der klassischen Arbeiten über diesen Gegenstand, die wir Wheatstone, Brewster, Riddell, Helmholtz, Wenham, d'Almeida und Harmer verdanken. Daß die Herausgabe und Kommentierung von berufenster Hand erfolgte, macht die vorliegende Zusammenstellung besonders wertvoll. E. Bose.

G. Mercator, Die Diapositivverfahren. Praktische Anleitung zur Herstellung von Fenster-, Stereoskop- und Projektionsbildern mittels älterer, neuerer und neuester Druckverfahren. 2. Auflage. (Encyklopädie der Photographie. Heft 27.) gr. 8. 81 S. Halle a. S., Wilh. Knapp. 1908. M. 2.—

In vorliegendem Werk sind die gebräuchlichsten Rezepte zur Herstellung von Diapositiven vom ältesten, dem nassen Jodsilber-Albuminverfahren, bis zum neuesten, dem Lumièreschen Autochromverfahren, zusammengestellt. Die Anordnung des Ganzen ist übersichtlich, die einzelnen Verfahren sind klar und hinreichend ausführlich beschrieben, so daß das Buch empfohlen werden kann. Riesenfeld.

H. Poincaré, Die Maxwellsche Theorie und die Hertzschen Schwingungen. Die Telegraphie ohne Draht. Aus dem Französischen übersetzt von M. Iklé. 8. 199 S. mit 9 Figuren. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1909. Gebunden M. 3.20

Wenn ein Mann wie Henri Poincaré sich entschließt, eine gemeinverständliche Darstellung eines Gegenstandes wie des vorliegenden zu schreiben, so ist er sicherlich von der Überzeugung geleitet, etwas durchaus Eigenartiges bieten zu können. In der Tat ist die Lektüre des Poincaréschen Werkes, obgleich es nur bis zu den ersten praktischen Anwendungen der drahtlosen Telegraphie führt, angelegentlichst zu empfehlen; die Übertragung ins Deutsche ist in jeder Weise als mustergültig zu bezeichnen. E. Bose.

F. M. Feldhaus, Luftfahrten einst und jetzt. 16. 164 S. mit 44 Abbildungen, darunter 14 Bildertafeln. Berlin, Herm. Paetel. 1908. M. 2.—

Eine wesentlich historische Darstellung des Gegenstandes in populärster Form, die trotz mancher Einseitigkeit des Interesses nicht entbehrt. E. Bose.

Tagesereignisse.

Die **Treptow-Sternwarte** setzt drei Preise aus für die besten photographischen Aufnahmen von Sternschnuppen des Leonidenschwarms im November 1909 vom Ballon aus.

Bedingungen:

1. Die Aufnahmen müssen vom Ballon aus in der Zeit vom 13. bis 16. November 1909 erfolgt sein.
2. An der Preisbewerbung können sich Angehörige aller Nationen beteiligen.
3. Die anonym einzureichenden Bewerbungsschriften müssen einseitig beschrieben, mit einem Motto versehen und von einem versiegelten Umschlag begleitet sein, welcher die genaue Adresse des Bewerbers enthält.
4. Es sind die entwickelten Originalplatten einzureichen mit folgenden Angaben:
   a) Ort, Datum und Zeitpunkt der Aufnahme.
   b) Name des Ballons.
   c) Höhe des Ballons.
   d) Angabe der Sternbilder, in denen die Sternschnuppen beobachtet wurden.
   e) Bezeichnung der Kamera und des Objektivs (Brennweite, Öffnung).
   f) Dauer der Belichtung.
5. Die Originalplatten der Aufnahmen, welche die drei Preisrichter, deren Namen später noch bekannt gegeben werden, mit einem Preise auszeichnen, gehen mit allen Publikationsrechten in den Besitz der im Verlage der Treptow-Sternwarte erscheinenden illustrierten Zeitschrift „Das Weltall" über.
6. Endtermin für die Einsendung ist der 1. Januar 1910. Die Einsendung hat an Herrn Direktor Dr. F. S. Archenhold, Treptow bei Berlin, Sternwarte, zu erfolgen.
7. Die Resultate der eingegangenen Aufnahmen werden in dem offiziellen Organ der Treptow-Sternwarte, im „Weltall", veröffentlicht werden.



Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Aachen Dr. E. Meyer (bisher an der Universität Zürich) für Physik, an der Universität Breslau Dr. K. Feist (bisher in Marburg) für Chemie.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1909/10.

Technische Hochschule Aachen.

Stark: Experimentalphysik I: Mechanik, Elektrizitätslehre, 4; Physikalisches Praktikum (mit Steubing und Meyer), a) Praktische Übungen aus allen Teilen der Physik für Anfänger, 4 oder 6, b) Photographische Übungen, 2, c) Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Seitz**: Mechanische Wärmetheorie, 2; Theoretische Physik, 2; Experimentalphysik, enzyklopädischer Kursus: Mechanik, Elektrizität, Magnetismus, 2. — **Bernoulli**: Optische und elektrische Eigenschaften der Metalle, 1; Strahlungstheorie und optische Temperaturmessung, 1. — **Meyer**: Radioaktivität, 1. — **Polis**: Allgemeine Meteorologie, 2; Ausgewählte Kapitel der Meteorologie, 1; Meteorologische Technik, mit Übungen, 1. — **Grotrian**: Physikalische Grundlage der Elektrotechnik, 5; Theoretische Elektrotechnik, 3; Elektrotechnisches Praktikum, 8. — **Rasch**: Ausgewählte Kapitel der praktischen Elektrotechnik, 1; Einleitung in die Elektrotechnik, 2; Konstruktionslehre der Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 2. — **Finzi**: Elektrische Leitungsanlagen, 2, Übungen, 2. — **Hamacher**: Praktische Telegraphie und Telephonie, 2. —

Bredt: Organische Experimentalchemie II, 3; Organisches Praktikum (mit Levy). — **Classen**: Allgemeine und anorganische Experimentalchemie, 4; Experimentalchemie, 2; Anorganisches Praktikum (mit Cloeren, Fischer, Scheen, Hallmann und Weise); Elektrochemisches Praktikum (mit Fischer). — **Rau**: Chemische Technologie, 4; Entwerfen von chemischen Apparaten und Fabrikanlagen, 4; Chemisch-technisches Praktikum (mit Lambris und Kron). — **Schenck**: Physikalische Chemie I, 3, Übungen für Hüttenleute, 3, für Chemiker, 1 Vormittag, für Fortgeschrittene, 5 Tage; Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, 1. — **Cloeren**: Analytische Chemie, 2. — **v. Kapff**: Chemische Technologie der Gespinstfasern: Färberei, Bleicherei usw., 2, Übungen, 4. — **Fischer**: Elektrochemie, 2. —

Blumenthal: Höhere Mathematik II, 3, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel der Mathematik: Hydrodynamik, 2 *g*. — **Furtwängler**: Höhere Mathematik I, 6 bzw. 4, Übungen, 2. — **Kötter**: Darstellende Geometrie, 4, Zeichnen, 4; Graphische Statik, 2, Zeichnen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der graphischen Statik, 1. — **Reißner**: Mechanik I: Grundbegriffe der Mechanik, Gleichgewicht der Kräfte, 5, Übungen, 1, II: Festigkeitslehre 3, Übungen, 1; Ausgewählte Teile der technischen Mechanik: Festigkeit ebener und gekrümmter Platten, 2 *g*. — **Schumann**: Praktische Geometrie I, 3, II, 2; Geodätisches Praktikum I, 2; Planzeichnen und Geodätisches Praktikum II, 4; Ausgewählte Kapitel der Geodäsie, 1 *g*; Eisenbahntrassieren, 2. — **Haußmann**: Markscheiden und Feldmessen, 4, Übungen, 1/2 Tag; Markscheiderische Zeichen- und Rechen-Übungen, 2; Ausgleichungsrechnung, 2, Übungen, 1; Abriß der Markscheide- und Feldmeßkunde, 2; Sphärische Trigonometrie, 1, Übungen, 2. —

Universität Basel.

A. Hagenbach: Experimentalphysik II: Optik, Wärme, Elektrizität, 6; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Veillon), 8, für Vorgerückte, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **VonderMühll**: Analytische Mechanik, mit Übungen, 4; Ein Kapitel der mathematischen Physik, 4; Mathematisch-physikalische Übungen, 2 *g*. — **Veillon**: Vektoranalysis, 2. —

Nietzki: Chemisches Vollpraktikum (mit Rupe und Fichter), tägl.; Chemie der organischen Farbstoffe, 2; Chemisches Kränzchen (mit Rupe und Fichter), 1 *g*. — **Rupe**: Organische Experimentalchemie, 5. — **Fichter**: Analytische Chemie, 2; Experimentalchemie der seltenen Metalle, 1; Analytisches Halbpraktikum, 9. — **Kreis**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Übungen in der Untersuchung von Lebensmitteln, 4; Arbeiten im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. — **Müller**: Physikalische Chemie der Legierungen und metallurgischen Prozesse, 1; Grundzüge der Theorie der Lösungen, 1. — **Beuttner**: Pharmakognosie, 3; Pharmazeutische Chemie, 2; Pharmazeutisch-chemisches Laboratorium, 9; Mikroskopische Übungen der Pharmakognosie, 2. —

Fueter: Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen zur Differentialrechnung, 1 *g*; Funktionentheorie, 4, Übungen, 1 *g*. — **Riggenbach**: Populäre Astronomie: Astrophysik, 2; Astronomische Übungen. — **Spieß**: Zahlentheorie, 3; Determinanten, 1. — **Flatt**: Projektive Geometrie, 4; Pädagogisches Seminar, mathematisch-naturwissenschaftliche Abteilung, 3. —

Universität Berlin.

Rubens: Experimentalphysik II: Elektrizitätslehre und Optik, 5, Mathematische Ergänzung, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, 1 1/2 *g*; Arbeiten im physikalischen Laboratorium für Geübtere (mit Wehnelt), tägl. — **Planck**: Allgemeine Mechanik, 4; Mathematisch-physikalische Übungen, 1 *g*. — **Wehnelt**: Physikalisches Praktikum für Anfänger II (mit Blasius), 7, für Pharmazeuten, 3, Theoretische Ergänzungen, 1 *g*. — **Slaby**: Elektromechanik I, 4, II, 2. — **Warburg**: Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Physik, 2. — **Blasius**: Praktische Übungen für Anfänger I: Mechanik, Akustik, Wärme und Optik (mit Wehnelt), 7, Übungen, 1 *g*; Physikalischer Kursus für Mediziner, 3 1/2. — **Neesen**: Optische Instrumente (Theorie), 1 1/2. — **E. Meyer**: Einführung in die moderne Maschinentechnik, 2; Anwendungen der Mechanik in der Flugtechnik, 1; Technische Exkursionen, 2—3 Wochen, 1 Nachmittag. — **Krigar-Menzel**: Theoretische Physik V: Wärmelehre, 4. — **Weinstein**: Mathematische Physik: Mechanik und Akustik, 3; Weltbild und Weltentstehung, 1 *g*. — **F. Martens**: Ausgewählte Kapitel aus der Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 2. — **Börnstein**: Experimentalphysik I, 3; Wetterkunde, 1; Physikalische Unterrichtsübungen, 4; Physikalische Übungen für Chemiker, 3; Physikalische Arbeiten für Geübtere, tägl. — **Fock**: Einleitung in die Physik und Chemie, 1; Ausgewählte Kapitel der chemischen Kristallographie, 1. — **Gehrcke**: Theorie der Wechselströme und elektromagnetischen Wellen, 1 1/2. — **Grüneisen**: Wärmehaushalt der Erde, 1 *g*. — **Kiebitz**: Elektrische Schwingungen, 1. — **Bidlingmaier**: Der Energiehaushalt der Erde, 1 *g*. — **Henning**: Die Eigenschaften der Gase und Dämpfe, 2. — **v. Baeyer**: Gasentladungen, 1. — **Hellmann**: Allgemeine Meteorologie, 2; Erdmagnetismus in geschichtlicher Entwicklung, 1 *g*; Meteorologisches Kolloquium für Vorgerücktere, 1 *g*. — **Schmidt**: Erdmagnetismus, 2; Methode der kleinsten Quadrate, 1 *g*; Geophysikalisches Kolloquium, 1 *g*. — **Leß**: Praktische Witterungskunde, 2. — **Scheffer**: Angewandte wissenschaftliche Photographie, 1. —

E. Fischer: Anorganische Experimentalchemie, 5; Praktische Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit Gabriel, Pschorr, O. Diels, F. Fischer und Stähler), tägl. — **Nernst**: Physikalische Chemie, 4; Neuere Atomistik, 1 *g*; Physikochemisches Kolloquium (mit Sand), 1 *g*; Praktische Übungen und Arbeiten im physikalisch-chemischen Laboratorium: a) anorganisch-chemisches Praktikum (mit Marckwald), tägl., b) physikochemische Übungen, 7, c) physikochemische Arbeiten (mit Sand und v. Wartenberg), tägl. — **van't Hoff**: Ausgewählte Kapitel der allgemeinen Chemie, 1 *g*. — **Wichelhaus**: Technologie für Chemiker, 4; Chemische Technologie, 2; Chemische Übungen für Anfänger und Geübtere, tägl.; Anleitung zu chemisch-technischen Untersuchungen: Methoden der chemischen Technik, tägl. — **Liebermann**: Organische Experimentalchemie I, 5; Praktische Übungen im organisch-chemischen Laboratorium, tägl. — **Thoms**: Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, mit Experimenten, 4; Toxikologische Chemie, mit Experimenten, 1 1/2; Praktische Übungen in der chemischen Analyse, in der Prüfung und Wertbestimmung von Arzneimitteln, in der Nahrungsmittelchemie (mit Mannich), tägl. — **Biedermann**: Technische Chemie II: Organische Stoffe, 4. — **Sand**: Neuere elektrochemische Arbeiten, 1. — **Schotten**: Chemie der Ernährung, 2. — **Marckwald**: Analytische Chemie, 2. — **Rosen-**



heim: Ausgewählte Kapitel der speziellen anorganischen Chemie, 1; Anorganisch-chemisches Praktikum (mit R. J. Meyer und Koppel), tägl.; Übungen in der Experimentalchemie (mit Koppel), 8; Praktische Übungen in der Gas- und Maßanalyse, 4. — **Traube**: Qualitative chemische Analyse, 1. — **v. Buchka**: Geschichte der Chemie, 2; Chemie der Nahrungsmittel, Genußmittel und Gebrauchsgegenstände mit Berücksichtigung der einschlägigen Gesetzgebung, 4. — **R. J. Meyer**: Beziehungen zwischen physikalischen Eigenschaften und chemischer Zusammensetzung, 1 *g*. — **N. N.**: Anorganische Experimentalchemie, 4; Anorganisch- und organisch-chemisches Praktikum (mit Meisenheimer), tägl. — **Pschorr**: Einführung in die organische Chemie II: Benzolderivate, 1. — **Spiegel**: Chemie der Alkaloide, 1. — **Neuberg**: Chemie und Physiologie der Kohlehydrate und Eiweißkörper, 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Biochemie, tägl.; Anleitung zur Darstellung organisch-chemischer Präparate (organisch-chemisches Praktikum), tägl. — **Sachs**: Färbereichemische Übungen, mit Exkursionen, 3. — **Koppel**: Ausgewählte Kapitel aus der Gleichgewichtslehre, 1. — **O. Diels**: Einführung in die organische Chemie I: Aliphatische Verbindungen, 1. — **Meisenheimer**: Reaktionsgesetzmäßigkeiten organischer Verbindungen, 1. — **Jacobson**: Besprechung chemischer Tagesfragen, 1. — **Emmerling**: Gärungschemie, 1; Über Enzyme, 1. — **F. Fischer**: Repetitorium der anorganischen Chemie, 1; Qualitative und quantitative Analyse, $1^1/_2$. — **Byk**: Photochemie, 2; Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 1. — **Großmann**: Die Grundzüge der chemischen Technik und ihre Bedeutung für das deutsche Wirtschaftsleben, 2; Die technische und wirtschaftliche Bedeutung der Stickstoffrage und die modernen Versuche zu ihrer Lösung, 1; Besprechung chemisch-technischer und wirtschaftlicher Tagesfragen, 1. — **Löb**: Elektrochemie II: Organischer Teil, 1; Physikalische Biochemie II, 1 *g*; Physiologisch-chemische Arbeiten, tägl. — **Köthner**: Wandlung der Atomtheorie, 1. — **Ehrlich**: Die landwirtschaftlich-chemischen Industrien: Zucker, Stärke, Zellulose, Brennerei, Brauerei, mit Exkursionen, 1. — **Mannich**: Qualitative chemische Analyse unter Berücksichtigung der Methoden des Arzneibuchs, 1; Quantitative chemische Analyse unter Berücksichtigung der Methoden des Arzneibuchs, 1; Die chemische Prüfung der Arzneimittel, 1. — **Hahn**: Die Radioaktivität, 1. — **Stähler**: Ionentheorie und Elektroanalyse, 1. — **Houben**: Die Laub- und Blüten-Riechstoffe, 1. — **Weigert**: Photochemische Probleme, 1. — **Lockemann**: Chemische Grundlagen der Biologie, 2. — **v. Wartenberg**: Theorie chemisch-technischer Prozesse, 1. —

H. A. Schwarz: Analytische Geometrie, 4; Theorie der analytischen Funktionen II, 4; Elementargeometrische Herleitung der wichtigsten Eigenschaften der Kegelschnitte, 2 *g*; Mathematische Kolloquien, 14 tägig, 2 *g*; Mathematisches Seminar (mit Frobenius und Schottky), 2 *g*. — **Frobenius**: Zahlentheorie, 4. — **Schottky**: Theorie der krummen Linien und Flächen, 4; Anwendungen der Theorie der elliptischen Funktionen, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Knoblauch**: Differentialrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Theorie der elliptischen Funktionen, 4. — **Lehmann-Filhés**: Integralrechnung, 4; Determinanten, 4. — **Hettner**: Bestimmte Integrale, 2. — **Schur**: Theorie der algebraischen Gleichungen, 4; Theorie der linearen Differentialgleichungen, 4. — **Foerster**: Geschichte der mittelalterlichen Astronomie, 2 *g*; Grundlehren der astronomischen Meßkunst, 1 *g*; Die Weltharmonik im Sinne von Platon und von Kepler, 1 *g*. — **Helmert**: Theorie der Kartenprojektionen, 1; Figur der Erde, 1 *g*. — **Struve**: Einleitung in die Himmelsmechanik, 3; Übungen auf der Sternwarte, für Fortgeschrittene, *g*. — **Scheiner**: Einleitung in die Astrophysik, 3; Astrophysikalisches Kolloquium, 1 *g*. — **Marcuse**: Theorie und Praxis der geographisch-, nautisch- und aeronautisch-astronomischen Ortsbestimmung, mit Übungen, $1^1/_2$, Allgemeinverständliche Himmelskunde, mit Lichtbildern, $1^1/_2$. — **Witt**: Methoden der Berechnung spezieller Störungen, 3, Übungen, $1^1/_2$ *g*; Interpolation und numerische Integration, 1 *g*. —

Technische Hochschule Berlin.

F. Dolezalek: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 8; Physikalische Chemie, 2. — **Kurlbaum**: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 8. — **Grunmach**: Magnetische und elektrische Maßeinheiten und Meßmethoden, 2; Physikalische Maßbestimmungen und Meßinstrumente, 4. — **Kalischer**: Die physikalischen Grundlagen der Elektrotechnik II, 2; Grundzüge der Potentialtheorie und ihre Anwendung in der Elektrizitätslehre, 2; Elektrische Schwingungen und Funkentelegraphie, 1. — **Krigar-Menzel**: Allgemeine Mechanik I: Gleichgewicht und Bewegung von Massenpunkten und starren Körpern, 4; Theoretische Akustik, 2. — **Felgentraeger**: Maß- und Gewichtswesen I, 2; Die Konstruktion der Spiegel- und Linseninstrumente, 2. — **Glatzel**: Meßapparate und Meßmethoden der drahtlosen Telegraphie, nebst Demonstrationen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der neueren Physik mit Demonstrationen, 1. — **Gleichen**: Einführung in die medizinische Optik: Ophthalmologie, 2. — **Groß**: Mechanische Wärmetheorie, 4; Ausgewählte Kapitel aus der mechanischen Wärmetheorie, 2; Einleitung in die Potentialtheorie, 2; Theorie des Galvanismus, 2; Gastheorie, 2; Grundzüge der Energetik, 2. — **Jahn**: Thermodynamik (insbesondere ihre Verwertung für Chemie und Hüttenkunde), mit Übungen, 2. — **Servus**: Mathematische Optik, 2. — **Zehnder**: Praktischer Unterricht in der Selbstanfertigung physikalischer Instrumente, 14tägig, 4. — **Kaßner**: Die meteorologischen Grundlagen des Wasser- und Tiefbaues: Niederschläge, Hochwasser, Verdunstung usw., 1. — **Slaby**: Elektromechanik I, 4, II, 2; Übungen im Elektrotechnischen Laboratorium (mit W. Wedding), 4 Tage. — **Klingenberg**: Projektierung elektrischer Anlagen, 2, Übungen, 4. — **W. Reichel**: Elektromaschinenbau, 4, Übungen, 8; Übungen im elektrotechnischen Versuchsfelde, 4; Elektrische Kraftanlagen und Bahnen, 2, Übungen, 4. — **Strecker**: Elektrotelegraphie, 2. — **W. Wedding**: Elektrotechnische Meßkunde, 2; Enzyklopädische Elektrotechnik mit Experimenten, 2. — **Breslauer**: Berechnung und Prüfung elektrischer Maschinen nach den in der Praxis herrschenden Gepflogenheiten, 2. — **Franke**: Die Technik des Fernsprechwesens in systematischer Darstellung, mit Exkursionen, 2, Übungen, 2. — **Gerstmeyer**: Untersuchung elektrischer Maschinen und Apparate, 2. — **Kallmann**: Betriebstechnik für Elektrizitätswerke und Straßenbahnen, 2; Elektrische Einrichtungen moderner Zentralen und Leitungsnetze, 1. — **Zehme**: Elektrische Haupteisenbahnen und Zwischenstadtbahnen, 2. — **E. Meyer**: Mechanik I, 4, Übungen, 2, II, 4, Übungen und Festigkeits-Laboratorium, 2. — **W. Hartmann**: Kinematische Geometrie und theoretische Kinematik, 2; Maschinengetriebe: Anwendungen der Kinematik, 2. — **Leist**: Mechanik I, 4, Übungen, 2, II, 4, Übungen, 2. —

Erdmann: Experimentalchemie I, 4; Abriß der Experimentalchemie, 2; Praktische Arbeiten im anorganischen Laboratorium, tägl. — **Liebermann**: Organische Chemie I: Die offenen Kohlenstoffketten, 5; Praktische Arbeiten im organischen Laboratorium, tägl. — **v. Knorre**: Analytische Chemie: Quantitative Analyse, 2; Praktische Arbeiten im elektrochemischen Laboratorium, tägl.; Allgemeine Elektrochemie und Anwendung der Elektrolyse in der chemischen Industrie, 4; Abriß der technischen Gasanalyse, mit Übungen, 2. — **Miethe**: Spektralanalyse, mit Übungen, 2; Allgemeine Photographie: Apparatenkunde, Übersicht über die gebräuchlichen photographischen Prozesse, 2; Einführung in die photographische Optik, 1; Praktische Arbeiten im photochemischen Laboratorium, tägl. — **v. Buchka**: Chemie der Nahrungsmittel mit Berücksichtigung der Nahrungsmittel-Analyse und Bakteriologie, 4; Geschichte der Chemie, 2. — **Holde**: Untersuchung von Fetten, Ölen, Wachsen, Seifen, Firnissen und Kautschuk, 2. — **Traube**: Einleitung in die physikalische Chemie, 2; Physikalisch-chemische Übungen, 3. — **Witt**: Chemische Technologie II: Organische Verbindungen, Faserstoffe, Papier, Leder, Fette, Öle, Seifen, Beleuchtung, Trockene Destillation (Gasbereitung, Kokerei, Teerdestillation, Holzschwelerei, Braunkohle, Erdöl), 4; Farbstoffe, Bleicherei, Färberei, Zeugdruck, 2; Praktische Arbeiten im technisch-chemischen Institut, tägl. — **Arndt**: Ausgewählte Teile der physikalischen Chemie, 1; Kolloquium über physikalische Chemie, 1. — **Binz**: Veredlung der Textilfasern II, 1. — **Börnstein**: Die Brennmaterialien, ihre Bearbeitung und Verwendung, 2. — **Byk**: Theoretische Photochemie: Die Lehre von den chemischen Wirkungen des Lichtes, 2. — **Hauser**: Chemie der selteneren Elemente mit spezieller Rücksicht auf ihre technische Verwendung, 2; Theorie des Verdampfens und Verflüssigens von Gasen und Gasgemischen, 1; Kolloquium

über anorganische und analytische Chemie, 2. — **Hinrichsen**: Theorie der Lösungen, 2. — **Jurisch**: Übungen im Entwerfen von chemischen Anlagen, 4; Luftrecht, 1. — **Kühling**: Stöchiometrie, Theorie und Praxis chemischer Berechnungen I, 1. — **Lehmann**: Die Entwickelung der Farbenphotographie, 1. — **Simonis**: Repetitorium der organischen Chemie, 2; Qualitative und quantitative Analyse organischer Verbindungen, 1; Organisch-chemische Arbeitsmethoden (der Oxydation, Reduktion, Sulfurierung usw.), 1. — **Stavenhagen**: Einführung in die Experimentalchemie, 2. — **Ullmann**: Arbeitsmethoden der Farbenindustrie, 1. — **Voswinckel**: Einführung in die organische Chemie, 2. — **Wolffenstein**: Die Fabrikation der neueren Arzneimittel, 2. —

Dziobek: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2. — **Haentzschel**: Elemente der Differential- und Integralrechnung und der analytischen Geometrie, 4, Übungen, 2. — **Hettner**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2. — **Jolles**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 4; Graphische Statik, 2, Übungen, 2. — **Lampe**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Bestimmte Integrale und Differentialgleichungen, 2. — **Scheffers**: Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 5. — **Steinitz**: Niedere Analysis und Algebra, 4; Potentialtheorie, 2; Funktionentheorie I, 2. — **Schuberg**: Elemente der darstellenden Geometrie, 1, Übungen, 3. — **Fuchs**: Partielle Differentialgleichungen nebst Anwendungen, 2. — **E. Meyer**: Darstellende Geometrie II, 5, Übungen, 5. — **Salkowski**: Darstellende Geometrie II, 5, Übungen, 5. — **Wallenberg**: Repetitorium der höheren Mathematik II: Differential- und Integralrechnung, sowie analytische Geometrie, 2. — **Werner**: Niedere Geodäsie, 4; Geodätisches Praktikum I, 2; Planzeichnen, 2; Höhere Geodäsie, 2. —

Universität Bern.

Forster: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Wärme, 6; Repetitorium der Physik, 2; Theoretische Optik, 1 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerückte, nach Verabredung. — **Gruner**: Die Radioaktivität, 1; Einleitung in die theoretische Physik, 1; Theorie des Magnetismus und der Elektrizität, 3, Übungen, 1; Mechanik deformierbarer Körper, 2. — **Blattner**: Elektrotechnik II, 2. —

Kohlschütter: Anorganische Experimentalchemie, 6; Anorganisch-chemisches Praktikum, tägl.; Qualitative und quantitative Analyse, 2; Analytisch-chemisches Praktikum für Mediziner. — **v. Kostanecki**: Organische Chemie II, 5; Organisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Tambor**: Die Chemie der Alkaloide, 2; Repetitorium der Chemie der Fettkörper, 1. — **Briner**: Die physikalische Chemie und ihre Anwendungen auf die anorganische Chemie, 1. — **Lampe**: Arbeitsmethoden der organischen Chemie, 1. — **Mai**: Anorganisch-chemische Arbeiten; Analytische Chemie im Lichte der Ionentheorie, 1; Chemische Berechnungen, 1; Repetitorium der anorganischen Chemie, 1. — **Ephraim**: Kolloquium über Themata aus der anorganischen Chemie, $1^1/_2$; Die modernen Grundlagen der Chemie, 2. — **Schaffer**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel II, 2; Praktikum im Laboratorium für Lebensmitteluntersuchung. — **Woker**: Probleme der physikalischen Chemie, 1; Die Theorien der Physik und Chemie in ihrer Anwendung auf die Biologie, 2; Die Fermente, 1; Die Lehre von der Reaktionsbeschleunigung durch Fremdstoffe, 1. —

Graf: Kugelfunktionen mit Repetitorium I, 3; Besselsche Funktionen mit Repetitorium II, 3; Integralrechnung mit Repetitorium, 3; Differentialgleichungen, 2; Funktionentheorie, 2; Renten- und Versicherungsrechnung, 2; Repetitorium der Mathematik, 2—4; Mathematisches Seminar (mit Huber), 2. — **Ott**: Algebraische Analysis II, 2; Integralrechnung, 2; Analytische Geometrie II, 2. — **Huber**: Mechanik des Himmels, 2; Fouriersche Reihen und Integrale, mit Anwendungen auf die Physik, 3; Theorie der Raumkurven und abwickelbaren Flächen, 2; Theorie und Anwendung der Determinanten, 1. — **Benteli**: Darstellende Geometrie, Kurven, Strahlenflächen, reguläre Polyeder, 2; Darstellende Geometrie, Übungen und Repetitorium, 2; Praktische Geometrie I, 1; Konstruktive Perspektive, 1. — **Crelier**: Synthetische Geometrie I, 2; Kinematische Systeme, 2. — **Moser**: Ausgewählte Kapitel der Sterblichkeitsmessung; Mathematisch-versicherungswissenschaftliches Seminar, 1—2. — **Bohren**: Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2; Politische Arithmetik, 2. —

Universität Bonn.

Kayser: Experimentalphysik I: Mechanik, Allgemeine Physik, Wärme, Akustik, 5; Laboratorium für Anfänger (mit Eversheim), 8, für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Eversheim**: Angewandte Elektrizitätslehre mit Übungen, 2; Grundzüge der Elektrotechnik. — **Pflüger**: Mechanik, 4, Übungen, 1 *g*. — **Bucherer**: Die Differentialgleichungen der Physik, 2. —

Anschütz: Experimentalchemie II: Organische Chemie, 6; Kolloquium über neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Chemie, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene, sowie für Nahrungsmittelchemiker (mit Rimbach, Frerichs und Kippenberger), tägl., für Mediziner (mit Rimbach), tägl. außer Sonnabend. — **Rimbach**: Physikalische Chemie I: Eigenschaften der Stoffe, Verwandtschaftslehre, 2; Ausgewählte Kapitel der speziellen anorganischen Chemie I: Seltenere Metalloide, 1 *g*; Analytische Chemie I: Qualitative Analyse, 2; Übungen in den wichtigsten physikalisch-chemischen Meßmethoden, 3 *g*. — **Schroeter**: Aromatische Verbindungen oder Benzolderivate, 3. — **Meerwein**: Neuere Theorien der organischen Chemie, 1. — **Frerichs**: Pharmazeutische Chemie I (anorganisch), 3, III: Zyklische Verbindungen, 1 *g*; Toxikologische Analyse, 1; Übungen im Sterilisieren von Arzneimitteln, 1. — **Gewecke**: Grundlagen und Hauptmethoden der Gewichtsanalyse, 1; Übungen in einfachen chemischen Unterrichtsversuchen, 2 *g*; Übungen in mikrochemischer Analyse, 3. — **Mannheim**: Über die Methoden der Wasser- und Harnanalyse, für Pharmazeuten, 1, Übungen, tägl. *g*. — **Kippenberger**: Chemische Technologie, anorganischer Teil, mit Exkursionen, 2; Einführung in die chemische Großtechnik I: Anorganische Betriebe, mit Exkursionen, 1; Besprechung nahrungsmittel-chemischer Gutachten, 1 *g*. — **Laar**: Grundlagen der photographischen Verfahren II: Kopier- und Reproduktionsverfahren, mit chemischen Ergänzungsstunden, 1; Übungen in den seltener angewandten photographischen Verfahren. —

Kowalewski: Analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 4, Übungen, 1 *g*; Einführung in die Theorie der Integralgleichungen, 2; Übungen in der Behandlung von Aufgaben für mittlere Semester (mit Hessenberg), *g*; Vorträge der Mitglieder des mathematischen Seminars für Oberstufe, *g*. — **London**: Übungen in darstellender Geometrie, 1 *g*; Differential- und Integralrechnung II, 4, Übungen, 1 *g*. — **Study**: Einleitung in die Funktionentheorie, 4; Synthetische Geometrie, 2. — **Hessenberg**: Graphische Statik mit Zeichenübungen, 3. — **Küstner**: Fixsternkunde, 1 *g*; Praktische Übungen im astronomischen Beobachten (mit Mönnichmeyer); Sphärische Astronomie, 3. — **Mönnichmeyer**: Theorie der Finsternisse, 2. —

Technische Hochschule Braunschweig.

Rau (für Professor Zenneck, der beurlaubt ist): Experimentalphysik: Molekularphysik, Wärme, Elektromagnetismus, 4; Physikalisches Praktikum (mit Meurer); Theorie des elektromagnetischen Feldes I, 2, III, 2; Physikalisches Kolloquium, 14 tägig, 2 *g*. — **Weber**: Potentialtheorie mit Anwendungen auf die Elektrostatik, 2. — **Peukert**: Grundzüge der Elektrotechnik, 2; Elektrotechnik, 4; Elektrotechnische Übungen, 2; Elektrotechnisches Praktikum (mit Koch), 6; Arbeiten im elektrotechnischen Laboratorium (mit Koch). — **Brünig**: Elektrotechnische Konstruktionen, 2, Übungen, 2. — **Limmer**: Ausgewählte Kapitel aus der (speziellen) Photographie, 2; Moderne Kopierverfahren, 2; Photographisches Kolloquium, 1 *g*; Photographische und farbenphotographische Übungen, 4. —

R. Meyer: Unorganische Experimentalchemie, 5; Chemie der organischen Farbstoffe, 3; Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit Biehringer und Posner); Chemisches Kolloquium (mit Baur), *g*. — **Biehringer**: Analytische Chemie, 2; Grundzüge der Chemie, 3. — **Baur**: Physikalische Chemie, 2; Metallurgie, 2; Chemie der Metalle, 1; Arbeiten im Labo-

ratorium für physikalische Chemie und Elektrochemie (mit Sichling). — **Reinke:** Chemische Technologie II 1, 6; Chemisch-technische Analyse I, 2; Arbeiten im Laboratorium für chemische Technologie II und landwirtschaftlich-chemische Gewerbe (mit Rinckleben), Seminaristische Übungen, monatlich 2 *g*; Chemische Technologie in den deutschen Kolonien, 1. — **Beckurts:** Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Gerichtliche Chemie, 1; Grundzüge der Maßanalyse, 1; Pharmazeutische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium für pharmazeutische Chemie und Nahrungsmittelchemie (mit Troeger, Frerichs und Emde). — **Troeger:** Analytische Chemie, 2; Chemie der Benzolderivate, 2; Repetitorium der anorganischen und organischen Chemie, 2. —

Dedekind: Elemente der Zahlentheorie, 2; Einleitung in die Wahrscheinlichkeitsrechnung, 1. — **Fricke:** Analytische Geometrie und Algebra, 4; Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 2, II, 2; Spezielle Kapitel der Funktionentheorie, 2. — **Timerding:** Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 6; Grundzüge der höheren Mathematik, 2, Übungen, 1; Praktische Analysis, 2. — **Wernicke:** Statik starrer und elastisch-fester Körper, 4, Übungen, 2. — **Schlink:** Technische Mechanik II: Dynamik, 3, Übungen und Repetitionen, 2; Grundfragen der Luftschiffahrt, 1; Graphische Statik, 2, Übungen (mit Brackebusch), 2; Eisenhochbauten, ihre Berechnung und Konstruktion, 2, Übungen (mit Brackebusch), 4; Statik der Baukonstruktionen I, 3, Übungen (mit Brackebusch), 4, II, Übungen (mit Brackebusch), 4. — **Hohenner:** Grundzüge der Geodäsie, 2, Übungen, 2; Geodäsie I, 4, Übungen, 2; Höhere Geodäsie, 2; Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, 2; Planzeichnen (mit Biersack), 2. —

Universität Breslau.

Lummer: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Schaefer und Waetzmann), 3 und 6, für Pharmazeuten (mit Schaefer und Waetzmann), 3, für Geübtere (mit Pringsheim und Schaefer), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Pringsheim und Schaefer), 2 *g*. — **Pringsheim:** Theoretische Physik III: Elektrizität und Magnetismus, 4; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Schaefer:** Elektronentheorie, 4. — **Waetzmann:** Einführung in die theoretische Physik, 2; Phonetik, sprachwissenschaftlich und naturwissenschaftlich (mit Siebs), 2. — **Riesenfeld:** Photographisches Praktikum, 2; Die Photographie und ihre Technik, 1 *g*. —

Buchner: Chemisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*; Organische Experimentalchemie, 4; Praktische Übungen und Arbeiten im chemischen Institut, ganz- und halbtägig; Chemische Kurse a) für Mediziner, 5, b) für Landwirte, 4. — **Gadamer:** Organische Experimentalchemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, 6; Ausmittelung der Gifte, 2; Prüfung der Arzneimittel, 1 *g*; Praktisch-chemische Übungen mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, der forensischen Chemie und der Nahrungsmittelchemie, tägl.; Kleines chemisches Praktikum, 6. — **Abegg:** Physikalische Chemie III: Verwandtschaftslehre, Phasenlehre, 2; Das Wasser, 1 *g*; Physikalisch-chemisches Kolloquium, $1^1/_2$ *g*; Physikalisch-chemisches Praktikum (mit Sackur), 3. — **Herz:** Die physikalischen und chemischen Grundlagen der analytischen Chemie, 2; Physikalische Chemie für Biologen und Mediziner, 2; Chemische Atomistik: Atomgewichtsbestimmungen, periodisches System, 1; Übungen im Bestimmen von Mineralien und Kristallformen (mit Hintze und Sachs), 1. — **Sackur:** Anorganisch-chemische Technologie, 3. — **Fischer:** Biochemie, 2. — **Löffler:** Neuere theoretische Anschauungen in der organischen Chemie, 1; Chemie der Benzolderivate, 2. — **Feist:** Grundlagen der Maßanalyse, 1; Chemisches Repetitorium, 4; Qualitative Analyse, 1 *g*. —

Rosanes: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Einführung in die Invariantentheorie, 1; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 1. — **Sturm:** Theorie der geometrischen Verwandtschaften II, 3; Geometrische Abschnitte der Mechanik, 2; Geschichte der Mathematik, 1; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 2 *g*. — **Kneser:** Integralrechnung, 3; Funktionentheorie, 3; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 2 *g*. — **Franz:** Theorie der Bahnrechnung, 4; Ebbe und Flut mit einer Einleitung über Hydrodynamik, 2; Schilderung des Weltenbaus mit Lichtbildern, 1 *g*; Astronomisches Seminar: Übungen im Bahnrechnen, 2 *g*. —

Universität Czernowitz.

v. Geitler: Experimentalphysik I, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger I, a) für Physiker und Mathematiker, 6, b) für Chemiker und Naturhistoriker, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, 48 *g*; Vergleichende Physik, 1 *g*; Besprechung physikalischer Fragen (mit Radakovic), 14tägig, 2 *g*. — **Radakovic:** Mechanik, 5; Einführung in die Vektorenrechnung, 2 *g*; Seminar für mathematische Physik, 2 *g*. —

Pomeranz: Allgemeine Chemie I, 5; Elektrochemie, 2; Chemische Übungen für Vorgeschrittene, 20, für Anfänger, 15. —

Plemelj: Analytische Geometrie, 5; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*; Übungen im mathematischen Proseminar, 2 *g*. —

Technische Hochschule Danzig.

Wien: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, Optik, 5; Kleines physikalisches Praktikum, 8; Großes physikalisches Praktikum, tägl. — **Kalähne:** Einführung in das physikalische Praktikum: Optik, Magnetismus, Elektrizität, 1; Schwingungen und Wellen in Theorie und Praxis, 1; Arbeiten im photographischen Laboratorium, für Fortgeschrittene, 3. — **Roeßler:** Elektrotechnik II, 4; Elektrotechnisches Laboratorium II und III, 9; Projektierung elektrischer Anlagen, 2, Übungen, 4; Berechnung und Entwurf elektrischer Maschinen, 2, Übungen, 4. — **N. N.:** Elektromaschinenbau, 1, Übungen, 4; Elektrotechnische Meßkunde, 2; Apparate und Schalttafelbau, 2, Übungen, 4. — **Grix:** Elektrische Hausinstallationen und Beleuchtungstechnik, 1; Elektrische Bahnen, 2, Übungen, 4; Schwachstromtechnik, 2. —

Ruff: Anorganische Experimentalchemie, 4, Praktikum, tägl.; Praktikum im elektrochemischen Laboratorium, tägl. — **Wohl:** Organische Experimentalchemie, 4; Chemisches Kolloquium, 2 *g*; Praktikum im organisch-chemischen Laboratorium, tägl.; Kurse für Gärungsgewerbe; Praktikum im Laboratorium für landwirtschaftliche Gewerbe, tägl. — **Krüger:** Physikalische Chemie I und II, 3; Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 3; Physikalisch-chemisches Praktikum I und II, 4. — **Plato:** Quantitative chemische Analyse, 2. —

v. Mangoldt: Höhere Mathematik II, 4, Übungen, 1; Funktionentheorie, 2. — **Lorenz:** Dynamik starrer Körper, 2, Übungen, 2; Festigkeitslehre und Hydraulik, 4, Übungen, 3. — **Schilling:** Darstellende Geometrie, 3, Übungen, 5; Photogrammetrie, 1 *g*. — **Sommer:** Höhere Mathematik I, mit Übungen, 6. — **Pröll:** Theorie der Regulierung, 2. — **Eggert:** Geodäsie I, 2, II, 2; Planzeichnen, Übungen, 2; Geodätisches Praktikum I und II, 2. —

Technische Hochschule Darmstadt.

Schering: Experimentalphysik: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Geometrische Optik, Wellenlehre des Lichtes, Akustik, 5; Physikalisches Praktikum (mit Zeißig), 4 Nachmittage; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik (mit Zeißig); Mechanische Wärmetheorie, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Zeißig), 1 *g*. — **Zeißig:** Experimentalphysik: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Akustik, Optik, 4; Physikalische Meß- und Instrumentenkunde, 1 *g*; Grundzüge der seismischen Beobachtung, 1 *g*; Repetitorium der Experimentalphysik, 1. — **Fritsch:** Einführung in das physikalische Praktikum, 1 *g*; Photographische Übungen, 2; Theorie der optischen Instrumente I, 2. — **Kittler:** Allgemeine Elektrotechnik II: Theorie und praktische Verwendung von Gleich- und Wechselstrommaschinen, 4, Übungen (mit Petersen), 2; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium (mit Wirtz und Sengel), tägl.; Selbständige Arbeiten für vorgeschrittenere Studierende (Praktikum III); Übungen im Hochspannungslaboratorium (mit Petersen), 2. — **Wirtz:** Allgemeine Elektrotechnik I: Elemente der Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Meßkunde II, 2; Elektrische Wellen, 2. — **Sengel:** Konstruktion elektrischer Maschinen und Apparate, 2, Übungen, 3; Elektrische Licht- und Kraftanlagen, 2, Übungen, 2; Elektrische Bahnen, 2. — **Petersen:** Ausgewählte Kapitel aus

dem Gebiete der Gleichstrom- und Wechselstromtechnik, 2; Grundzüge der Hochspannungstechnik, 1. — **Goldschmidt**: Elektrischer Antrieb von Werkzeug-, Bergwerks- und Hüttenmaschinen, 2; Referate aus elektrotechnischen Fachblättern, Kolloquium, 1 *g*. —

Staedel: Anorganische Experimentalchemie, 4; Chemisches Praktikum (mit Kolb, D'Ans und Schaeffer), tägl. außer Sonnabend. — **Kolb**: Anorganische Chemie, spezieller Teil I, 2; Analytische Chemie II: Quantitative Analyse einschließlich Maßanalyse, 2; Analytische Chemie der seltenen Elemente, 1; Kolloquium über organische Chemie, 1. — **Finger**: Organische Experimentalchemie, 6; Praktikum im Laboratorium für organische Chemie (mit Schwalbe), tägl. außer Sonnabend; Farbstoff- und Färberei-Praktikum (mit Schwalbe). — **Schwalbe**: Organische Experimentalchemie, einschließlich Zellulosechemie und Teerfarbstoffe, 4; Organisch-chemisches Praktikum; Färberei-Praktikum. — **Heyl**: Pharmazeutische Chemie: Organischer Teil, 2. — **Dieffenbach**: Elektrochemie, 2; Chemische Technologie, 4; Elektrochemisches Kolloquium (mit Neumann), 1 *g*; Chemisches Praktikum für Elektrochemiker (mit Neumann und Moldenhauer), tägl. außer Sonnabend; Elektrochemisches Praktikum (mit Neumann und Moldenhauer), tägl. außer Sonnabend; Chemisch-technisches Praktikum (mit Neumann und Moldenhauer), tägl. außer Sonnabend; Grundzüge der Eisenhüttenkunde, 1. — **Neumann**: Brennstoffe, Verbrennungsvorgänge, Heiz- und Kraftgase und deren Untersuchung, 1, Übung, 1; Gasanalytische Methoden, mit Übungen, 2; Metalle und Legierungen: Metallographie, 1. — **Moldenhauer**: Die Theorie der elektrolytischen Dissoziation, 1 *g*; Elektrochemische Übungen, 3 *g*. — **Vaubel**: Theoretische Chemie I, 2, Übungen, 3; Stöchiometrische Berechnungen, 1; Die physikalischen und chemischen Methoden der quantitativen Bestimmung organischer Verbindungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Technik organischer Verbindungen, 1. — **D'Ans**: Heterogene Gleichgewichte vom Standpunkte der Phasenlehre, 2; Einführung in die Kolloidchemie, 1. —

Graefe: Repetitorium der Elementar-Mathematik, 2, Übungen, 2; Höhere Mathematik, 3, Übungen, 2; Geschichte der Mathematik, 1. — **Horn**: Höhere Mathematik I, einschließlich Elemente der höheren Algebra, 6, Übungen, 4, II, 2, Übungen, 1. — **Dingeldey**: Höhere Mathematik I, einschließlich Elemente der höheren Algebra, 5, Übungen, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Geometrie, 2. — **Wiener**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6; Projektive Geometrie, 2—3; Arbeiten im mathematischen Institut (mit Gay), 3. — **Müller**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6, II, 2. — **Fenner**: Geodäsie, 4; Geodätische Übungen I, 2; Ausarbeitung der geodätischen Vermessungen A, 2. — **Gast**: Höhere Geodäsie, 2; Praktische Geometrie, 2. — **Gasser**: Katastertechnische Berechnungen, 1 *g*; Aeronautik, 2. — **Henneberg**: Technische Mechanik, 3, Übungen (mit Graefe), 2; Mechanik II, 6, Übungen (mit Graefe), 3 (darunter in graphischer Statik, 2); Hydrodynamik, 1. —

Technische Hochschule Dresden.

Hallwachs: Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum (mit Toepler), 6 oder 3, II, einschließlich Laboratoriumstechnik, für Fortgeschrittene, 9, Praktikum für größere physikalische Arbeiten, 20; Physikalisches Kolloquium, Referate über neue Arbeiten (mit Helm und Toepler), 1 *g*. — **Toepler**: Wärmestrahlung, 1; Elektrische Schwingungen: Drahtlose Telegraphie, 1. — **Dember**: Wärme- und Elektrizitätsleitung, 1. — **Görges**: Allgemeine Elektrotechnik II: Theoretische Grundlagen der Gleichstrom- und Wechselstrom-Technik, 2; Theorie des Wechselstromes II: Generatoren, Motoren, Parallelbetrieb, 2; Elektrotechnische Übungen für Geübtere, 8; Elektrotechnisches Praktikum, 4; Größere elektrotechnische Spezialarbeiten, 20. — **Kübler**: Elektromaschinenbau II: Entwurf, Bau und Betrieb der Elektromotoren mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung für Fahrzeuge und Hebezeuge, 2, IV: Speziellere Aufgaben des Dynamobaus (Steuer- und Ausgleichsdynamos, Umformer, Schnelläufer u. dgl.), 2; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 12 und 4; Heizer- und Maschinistenkursus für Studierende. — **Ulbricht**: Telegraphie und Telephonie, mit radiotelegraphischem Praktikum, 2 *g*. — **Brion**: Meßmethoden und Meßinstrumente der Elektrotechnik, 2; Elektrische Maschinenmessungen, 1; Elektrotechnisches Seminar, 1. —

Hempel: Chemische Großindustrie, 2; Metallurgie, 2; Anorganisch-chemisches Praktikum: Qualitative Analyse, 12, Quantitative Analyse, technische Titriermethoden, Gasanalyse, ganztägig. — **v. Meyer**: Organische Chemie, 5; Kolloquium: Freie Vorträge über wichtige Probleme der Chemie (mit Möhlau und v. Walther), 1 *g*; Organisch-chemisches Praktikum (mit v. Walther), tägl. außer Sonnabend. — **Möhlau**: Chemie der Textilindustrie: Gewinnung der Spinnfasern und ihre Veredelung durch Bleicherei, Färberei, Zeugdruck und Appretur, 3; Chemie des Steinkohlenteers: Die Rohmaterialien und Zwischenprodukte für die Industrie der organischen Farbstoffe, 2; Praktikum für Farbenchemie, 8; Praktikum für Farbenchemie bezw. für Färbereitechnik, tägl. außer Sonnabend. — **F. Foerster**: Elektrochemie, ihre Theorie und technische Anwendung, 2; Physikalische (theoretische) Chemie II, 3; Praktikum für Elektrochemie, 8; Praktikum für größere Arbeiten auf dem Gebiete der Elektrochemie und physikalischen Chemie, tägl. außer Sonnabend. — **Luther**: Photographie und ihre Anwendungen, 2 *g*; Photographisches Praktikum, für Anfänger und Vorgeschrittene, 4 und 8; Physikalisch-chemisches Kolloquium (mit Foerster und Lottermoser), 1 *g*. — **v. Walther**: Wichtige Einzelkapitel der organischen Chemie, 2. — **Dietz**: Chemische Technologie der Tonwaren, 1. — **König**: Ausgewählte Kapitel aus der neueren chemischen Literatur unter spezieller Berücksichtigung der Patente, 1. — **Lottermoser**: Ausgewählte Kapitel aus der angewandten physikalischen Chemie, 1. —

Helm: Höhere Mathematik IV, 3, Übungen (mit Naetsch), 14tägig, 1; Potentialtheorie, 2; Wahrscheinlichkeitslehre, 2; Ausgewählte Kapitel aus der mathematischen Physik, 14tägig, 2. — **Krause**: Höhere Mathematik II, 4, Übungen (mit Naetsch), 2, für die Hochbau- und Chemische Abteilung, 2; Theorie der reellen Funktionen, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Heger**: Ebene Kurven 3. Ordnung, 1. — **Ludwig**: Darstellende Geometrie II, 3, Übungen (mit Naetsch), 4; Perspektive, mit Übungen, 1; Theorie der Raumkurven und Flächen, 2, Übungen, 1. — **Naetsch**: Elementare Algebra und Analysis, 2; Analytische Geometrie der Flächen zweiten Grades, 3. — **Pattenhausen**: Geodäsie I, 2, Übungen, 2, II, 3, Übungen, 2; Höhere Geodäsie, 2, Übungen, 2; Geodätische Ausarbeitungen, 2; Graphische Ausarbeitungen, 4; Geodätische Rechenübungen, 2; Skizzieren geodätischer Instrumente, 2; Katastervermessung I, 2; Planzeichnen I, 2. —

Universität Erlangen.

Wiedemann: Experimentalphysik: Mechanik, Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 2; Physikalisches Halbpraktikum, 20; Physikalisches Vollpraktikum, 40; Übungen in Experimentalvorträgen für Lehramtskandidaten, 2. — **Reiger**: Mechanik, 2; Thermodynamik, 2; Übungen zur theoretischen Physik, 2 *g*. —

Fischer: Anorganische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen im Chemischen Laboratorium (mit Busch): a) Analytisch-chemische Übungen, 20, b) Vollpraktikum, 40; Praktikum für Mediziner, 4. — **Paal**: Pharmazeutische Chemie, 3; Die Grundlagen der Nahrungsmittelchemie, 2; Chemisches Praktikum: a) Vollpraktikum, 44, b) Halbpraktikum, 24 bezw. 20; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum I, 16, II, 20; Physiologisch-chemisches Praktikum: Harnanalyse usw., 3; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungs- und Genußmittel: a) Vollpraktikum, 44, b) Halbpraktikum, 24 bzw. 20. — **Busch**: Qualitative und quantitative chemische Analyse I: Metalle, 2; Chemie der Benzolderivate, 2; Kolloquium über neuere chemische Literatur (mit Gutbier und Jordis), 1 *g*. — **Henrich**: Die wichtigsten Darstellungsmethoden und Synthesen der organischen Chemie, 2; Geschichte der Chemie, 1; Darstellung organischer Präparate auf elektrochemischem Wege; Anleitung zur Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Untersuchungen, tägl. *g*. — **Gutbier**: Chemisches Seminar für Chemiker und Pharmazeuten, 2; Gasanalyse, Chemie, mit Übungen, 2; Moderne Theorie der anorganischen Chemie, 1. — **Jordis**: Ausgewählte Kapitel der anorganischen Chemie mit besonderer Rücksicht auf Kolloide, 1; Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie I, 1; Elektrochemische Praktika: a) für Anfänger, 4, b) für Fortgeschrittene, 20 und 40. —

Gordan: Differentialrechnung, 4; Differentialgleichungen, 4; Mathematisch-physikalisches Seminar, 3 *g*. — **Noether**: Analytische Geometrie I, 4; Funktionentheorie, 4; Geometrische und analytische Übungen (mit Hilb), *g*. — **Hilb**: Elementarmathematik, 4; Bestimmte Integrale und Fouriersche Reihen, 3. —

Physikalischer Verein Frankfurt a. M.

Wachsmuth: Experimentalphysik: Mechanik, 1, Akustik, 1; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, $1^1/_2$; Kleines physikalisches Praktikum für Anfänger, 8, Großes physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. — **Linke**: Ausgewählte Kapitel aus der Geophysik: Erdbebenkunde, Ebbe und Flut usw., 1; Übungen in geophysikalischen Messungen, 1 Nachmittag. — **Déguisne**: Einführung in die Elektrotechnik I: Gleichstrom, 2; Einführungskurs zum kleinen elektrotechnischen Praktikum (mit Hoerner), 8; Kleines elektrotechnisches Praktikum für Anfänger (mit Hoerner), 8, Großes elektrotechnisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. — **Seddig**: Prinzipien der optischen Instrumente II, 1; Wissenschaftliche Photographie (theoretisch); Wissenschaftlich-photographisches Praktikum, 3. —

Freund: Anorganische Experimentalchemie mit spezieller Berücksichtigung der Technologie und Exkursionen I, 2; Chemisches Kolloquium über neuere chemische Literatur, 14tägig, $1^1/_2$; Kleines chemisches Praktikum: Darstellung chemischer Präparate, Einführung in die qualitative und quantitative Analyse, Nahrungsmittelanalyse, 8, Großes chemisches Praktikum, tägl. — **Mayer**: Chemie und Technologie der künstlichen organischen Farbstoffe, $1^1/_2$; Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Chemie, 1. — **Becker**: Angewandte Chemie und Bakteriologie in Industrie, Handel und Gewerbe, chemisch-technische Warenkunde, Ausgewählte Kapitel der kolonialen Technik, 2, Besichtigung technisch interessanter Anstalten, 1 Nachmittag; Kleines chemisches Praktikum, 5. —

Brendel: Analytische Mechanik, 2; Einleitung in die höhere Analysis, 2, Übungen, 2; Arbeiten auf der Sternwarte für Fortgeschrittene (mit Brill). —

Universität Freiburg i. Br.

Himstedt: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Übungen aus der theoretischen Physik, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum (mit Königsberger), 3 und 6; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Königsberger**: Elektrizität und Magnetismus, mit Übungen und Experimenten, 3, Übung, 1; Ausgewählte Kapitel der Geophysik, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Meyer**: Elektrochemie mit Demonstrationen, 2; Photographie mit praktischen Übungen und Demonstrationen (mit Trautz), 2; Mechanische Wärmetheorie, 2; Physikalisch-chemisches Übungspraktikum, 3; Selbständige physikalisch-chemische Arbeiten. — **Reinganum**: Lektüre und Erklärung von Gibbs' statistischer Mechanik, 2; Kinetische Gastheorie in elementarer Behandlung, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Trautz**: Photochemie II: Die Theorien der Absorption und Dispersion des Lichts, 3. —

Gattermann: Anorganische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum (mit Willgerodt), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Kolloquium, 1 *g*. — **Willgerodt**: Organische Experimentalchemie, 4; Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 1; Anorganische Technologie, 2. — **Edinger**: Einführung in die Arbeitsmethoden der organischen Chemie, 2. — **Fromm**: Chemie der Teerfarbstoffe, 2; Repetitorium der anorganischen Chemie, 2 und 1. — **Meigen**: Quantitative Analyse: Allgemeiner Teil, 2; Übungen im Bestimmen von Mineralien auf chemischem Wege, 2. — **Riesenfeld**: Qualitative Analyse, mit Berücksichtigung der Spektral- und Mikroanalyse, 3; Elektropräparative und elektroanalytische Übungen, 2. —

Lüroth: Analytische Geometrie der Ebene und Differentialrechnung, 5; Theoretische Astronomie, 2; Mathematisches Seminar, 1. — **Stickelberger**: Analytische Mechanik, 4, Übungen, 1; Variationsrechnung, 3. — **Loewy**: Wahrscheinlichkeitsrechnung mit Anwendungen auf Statistik und Versicherungswesen, 3; Algebraische Analysis, 3; Einführung in die neuere Algebra, 2; Übungen in Versicherungsrechnung, 1. — **Seith**: Projektive Geometrie, 2. —

Universität Gießen.

König: Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, 5, Mathematische Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum für Mathematiker und Naturwissenschaftler, 6, für Chemiker, Mediziner, Pharmazeuten und Landwirte, 3; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Fromme), 2. — **Fromme**: Geometrische und physikalische Optik, 4; Populäre Astronomie und mathematische Geographie, $1^1/_2$. — **Schmidt**: Kinetische Gastheorie und ihre Anwendung auf Elektronenlehre, 2. — **Noack**: Physikalisches Praktikum für Handfertigkeit mit Experimentierübungen, 3. — **Uller**: Einführung in die Elektrotechnik: Gleichstromtechnik, 1. —

Naumann: Anorganische Experimentalchemie, $5^1/_4$; Physikalische Chemie (Thermochemisches und Thermodynamisches), mit Anwendungen auf technische Chemie und Übungen in Berechnungen, $1^3/_4$; Praktische Übungen und Untersuchungen im chemischen Laboratorium (pharmazeutisch- und nahrungsmittel-chemische), tägl.; Chemische Übungen für Mediziner, tägl. — **Möser**: Analytische Chemie II: Quantitative Analyse, 2. — **N. N.**: Pharmazeutisch-chemische Präparate, organischer Teil, 2; Ausmittelung der Gifte, 2. — **v. Liebig**: Chemie der Pflanzenstoffe IV, 2. — **Beschke**: Die organisch-chemischen Arbeits- und Untersuchungsmethoden, 2; Die Klassiker exakter Wissenschaften: Besprechung klassischer chemischer Arbeiten, 1 *g*. — **Elbs**: Chemisches Praktikum, tägl., für Landwirte, halbtägig; Elektrochemisches Praktikum, tägl.; Chemische Übungen für Mediziner (mit Brand), 5; Chemisches Kolloquium, $1^1/_2$; Organische Experimentalchemie, $4^1/_2$; Organische Farbstoffe, 1. — **Brand**: Technologie der Farbstoff- und Heilmittelzwischenprodukte, mit Exkursionen, 1; Elektrochemie, Allgemeiner Teil, 1. — **Thomae**: Kolloidchemie und Ultramikroskopie, 1 *g*. —

Pasch: Differential- und Integralrechnung, 4; Die geometrischen Verwandtschaften ersten Grades, 2; Übungen des mathematischen Seminars. — **Netto**: Analytische Mechanik, 4; Numerische Gleichungen, 2; Übungen des mathematischen Seminars. — **Graßmann**: Darstellende Geometrie I, 3, Übungen, 3; Projektive Geometrie der Ebene (in analytischer Behandlung), 3, Übungen. —

Universität Göttingen.

Riecke: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität und Wärme, 3; Praktische Übungen im physikalischen Institut (mit Voigt, Simon, Bestelmeyer, Madelung und Busch), 8; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. außer Sonnabend; im Seminar: Ausgewählte Probleme der Mechanik, 1 *g*. — **Voigt**: Elektrodynamik (Maxwellsche Theorie), 4; Geometrische Optik (mit Übungen), 2 *g*; Wissensch. physik. Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. außer Sonnabend. — **Wiechert**: Vermessungswesen, theoretischer Teil: Höhere Geodäsie nebst den physikalischen Grundlagen, Nautik, Markscheidekunst, 4; Polarlicht, 1 *g*; Elastizitätstheorie mit besonderer Berücksichtigung der Akustik, 4; im Seminar: Vorträge der Mitglieder über Fragen der Geonomie (Geodäsie und Geophysik), 1 *g*; Geophysikalisches Praktikum, *g*. — **Prandtl**: Einführung in die Thermodynamik und ihre technischen Anwendungen, 3; Mechanikpraktikum I, für Anfänger, 3, II, für Fortgeschrittene, 3; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen auf dem Gebiete der Mechanik und Wärmelehre, tägl. außer Sonnabend; im Seminar: Vorträge der Mitglieder über Anwendung der Aerodynamik auf Luftschiffahrt, 2 *g*. — **Simon**: Bau und Wirkungsweise der Wechselstromdynamomaschinen, 2; Einführung in die Elektrotechnik, mit Demonstrationen, 2; Elektrotechnisches Praktikum, 3; im Seminar: Vorträge der Mitglieder über ausgewählte Fragen der angewandten Elektrizität, 2 *g*; Anleitung zu selbstständigen Untersuchungen auf dem Gebiete der angewandten Elektrizität, tägl. — **Abraham**: Theorie der Wärmestrahlung, 2 *g*. — **N. N.**: Elektrizitätsleitung in Gasen, 2; Übungen in der Selbstanfertigung und Handhabung von Demonstrationsapparaten, 3 event. 6. —

Wallach: Allgemeine Chemie I: Anorganische Experimentalchemie, 6; Chemische Übungen und wissenschaftliche Arbeiten im Laboratorium (mit Polstorff, Kötz und Borsche), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Kolloquium für Fortgeschrittene, 1 *g*. — **Tammann**: Physikalische Chemie, 3;

Physikalisch-chemisches Praktikum für Anfänger (mit Levin), 4 Wochen; Physikalisch-chemische Arbeiten, ganz- und halbtägig; Kolloquium, 1 *g.* — **Polstorff**: Pharmazeutische Chemie: Organischer Teil, 4; Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Chemisches Kolloquium für Pharmazeuten, 1 *g.* — **Fischer**: Chemische Technologie II, mit Exkursionen, 2; Chemisch-technologische Übungen, *g.* — **Zsigmondy**: Neuere Forschungen auf dem Gebiete der anorganischen Chemie, 1; Praktikum der anorganischen Chemie für Vorgeschrittene, ganz- und halbtägig; Praktikum der Kolloidchemie, 2; Kolloidchemie, 1 *g.* — **Kötz**: Aufbau und Abbau organischer Verbindungen, 1; Katalyse, 1; Neuere Theorien in der organischen Chemie, 1; Repetitorium der Chemie, 1; Seminaristische Übungen in Chemie für Lehramtskandidaten, 1 *g.* — **Coehn**: Chemische Technologie vom Standpunkte der physikalischen Chemie, 1; Photochemisches und photographisches Praktikum, 3. — **Borsche**: Chemie der heterozyklischen Verbindungen, 2; Organisch-chemisches Repetitorium für Fortgeschrittene, 1. — **Levin**: Radioaktivität, 1. —

Klein: Projektive Geometrie, 4; im Seminar: Über die psychologischen Grundlagen der Mathematik, 2 *g.* — **Hilbert**: Allgemeine Theorie der partiellen Differentialgleichungen, 4; im Seminar: Vorträge aus verschiedenen Gebieten der reinen Mathematik (mit Landau), 2 *g.* — **Landau**: Einführung in die Theorie der Ideale, 1 *g*; Einleitung in die Funktionentheorie, 4. — **Hartmann**: Figur und Rotation der Himmelskörper, 3; im Seminar: Astronomisches Seminar (mit Hertzsprung), 2 *g.* — **N. N.**: Mechanik mit Übungen, 6; Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 2, Übungen, 1. — **Ambronn**: Bahnbestimmung der Kometen und Planeten, 3; Übungen im astronomischen Beobachten, 4—5; Leitung astronomischer Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl.; Chronologie und Kalenderwesen, 1 *g.* — **Hertzsprung**: Astrophysik II, 2. — **Zermelo**: Differential- und Integralrechnung II, 4; Mathematische Übungen für niedere Semester (mit Toeplitz), 2; Über die logischen Grundlagen der Mathematik, 1 *g.* — **Koebe**: Algebra, 4; Lineare Differentialgleichungen, im komplexen Gebiet, 2; Zeichnerische Darstellung von Kurven und Flächen, 14tägig, 2. — **Toeplitz**: Analytische Geometrie des Raumes und Determinanten, 4. — **Bernstein**: Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2; Bestimmte Integrale und Fouriersche Reihen, 2; Ausgewählte Kapitel der Versicherungsrechnung, 1. — **Müller**: Aus der Geschichte der Mechanik seit Lagrange, 1. —

Universität Graz.

Pfaundler: Experimentalphysik, 5; Physikalische Übungen I, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene (mit Benndorf), tägl. außer Sonnabend. — **Benndorf**: Übungen im physikalischen Rechnen, 2; Physikalische Übungen II, 8; Die optischen Instrumente, 2; Radioaktivität, 1. — **Waßmuth**: Mechanik I, 4; Wärmestrahlung, 1; Übungen im Seminar für mathematische Physik, 3 *g.* — **Streintz**: Elektrochemie, 2. —

Scholl: Allgemeine und anorganische Experimentalchemie, 5; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, 4, für Vorgeschrittene, tägl. — **Schrötter**: Pharmazeutische Chemie, 4; Chemie der Methanderivate II, 1. — **Kremann**: Physikalische Chemie III, 2; Analytische Chemie vom Standpunkte der physikalischen Chemie, 1; Elektroanalyse und Elektrosynthese, 1; Elektroanalytisches und elektrosynthetisches Praktikum, 2 halbe Tage, *g*; Praktikum der physikalisch-chemischen Arbeits- und Meßmethoden, 3 Wochen; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen auf dem Gebiete der physikalischen Chemie, tägl. — **v. Hemmelmayr**: Ausgewählte Kapitel aus der chemischen Technologie anorganischer Stoffe (chemische Fabriksindustrie), 2. —

Dantscher v. Kollesberg: Differential- und Integral-Rechnung, 5; Mathematisches Seminar, 2 *g.* — **Daublebsky v. Sterneck**: Grundzüge der analytischen Geometrie, 4; Ausgewählte Kapitel der Zahlentheorie, 1; Elementarmathematik I, 2; Mathematisches Seminar, 2 *g.* — **Streißler**: Darstellende Geometrie I, 3. — **Hillebrand**: Bahnbestimmung der Planeten und Kometen, 3; Astrophotometrie, 2. —

Technische Hochschule Graz.

v. Ettingshausen: Physik, 5; Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Übungen, 8. — **Streintz**: Physik für Geodäten, 5. — **Fuhrmann**: Praktische Photographie, 4 Wochen. —

Emich: Anorganische Chemie, 7; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im chemischen Laboratorium. — **Andreasch**: Qualitative chemische Analyse, 2; Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der qualitativen chemischen Analyse, 14; Chemische Technologie der organischen Stoffe, 4; Laboratoriums-Unterricht und Übungen in der Darstellung organisch-chemischer Präparate, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der organischen Chemie und der chemischen Technologie organischer Stoffe. — **B. Reinitzer**: Quantitative chemische Analyse, 1, Seminar, 2; Laboratoriumsunterricht und Übungen in der quantitativen chemischen Gewichts-Analyse, 20; Chemische Technologie der anorganischen Stoffe, 4; Elektrochemie I, 2; Laboratoriumsunterricht und Übungen in der anorganisch-chemischen Analyse, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der anorganischen Chemie und der chemischen Technologie anorganischer Stoffe. — **v. Hemmelmayr**: Enzyklopädie der technischen Chemie, 2. — **Krausz**: Mechanische Technologie I, 3, II, 2, III, 2. —

Hočevar: Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Stelzel**: Elemente der höheren Mathematik, 4; Theorie der eisernen Brücken, 4. — **Peithner v. Lichtenfels**: Mathematik II, 5, Übungen, 2. — **Schüßler**: Darstellende Geometrie, 5, Übungen, 6, Seminarübungen, 2; Projektive Geometrie I, 2, Übungen, 1, II, 2. — **Wittenbauer**: Allgemeine Mechanik, einschließlich der Elemente der graphischen Statik I, 4, Übungen, 3 und 2; Enzyklopädie der Mechanik, 4; Technische Mechanik I, 4. — **Klingatsch**: Niedere Geodäsie, 4; Elemente der niederen Geodäsie, 4; Geodätische Zimmerübungen, $1^1/_2$ und 2; Höhere Geodäsie, 4; Geodätisches Seminar, 2. —

Universität Greifswald.

Mie: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4, Übungen, 1 *g*; Physikalische Übungen, 6; Leitung selbständiger physikalischer Untersuchungen, tägl.; Physikalische Experimentierübungen I: Handfertigkeitsübungen (mit Herweg), 2; Besprechungen neuerer physikalischer Arbeiten (mit Starke), 2 *g.* — **Holtz**: Mechanik und Molekularphysik, 1; Physik der Gestirne, mit Experimenten und zeitweiser Beobachtung der Sterne, 1 *g.* — **Starke**: Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, 4, Mathematische Ergänzungen, 1 *g*; Physikalisches Praktikum, 2. — **Schreber**: Physikalische Experimentierübungen II: Übungen im Zusammenbauen und Demonstrieren physikalischer Apparate, 2; Die thermischen Eigenschaften der Gase und Dämpfe, 2. — **Herweg**: Kathodenstrahlen, Röntgenstrahlen, Radium mit Experimenten, 1. —

Auwers: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend, für Pharmazeuten und Nahrungsmittelchemiker (mit Scholtz), tägl. außer Sonnabend; Ausgewählte Kapitel der anorganischen Chemie, 8 *g.* — **Scholtz**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 3; Ausmittelung der Gifte, 1; Pharmazeutisches Kolloquium, 1 *g.* — **Roth**: Physikalische Chemie, ausschließlich Elektrochemie und Radioaktivität, 2; Physikalisch-chemische Übungen, $7^1/_2$; Physikalische und chemische Charakterköpfe, 1 *g.* — **Posner**: Chemie der heterozyklischen Verbindungen, 2; Kolloquium über neuere Arbeiten aus dem Gebiete der organischen Chemie, 1 *g.* — **Strecker**: Qualitative Analyse, 2; Spezielle anorganische Chemie I: Metalloide, 2; Chemisches Kolloquium für Mediziner, 2. —

Thomé: Theorie und Anwendung der Potentialfunktion, 4; Ebene algebraische Kurven, 2 *g*; Mathematisches Seminar, 2 *g.* — **Engel**: Analytische Geometrie, 4; Algebra (Fortsetzung), 4; Invarianten und Differentialinvarianten, 2 *g*; Mathematisches Seminar, $1^1/_2$ *g.* — **Vahlen**: Differentialgeometrie, 4, Übungen, 1 *g*; Wahrscheinlichkeits- und Ausgleichungsrechnung, 2 *g.* —

Universität Halle.

Dorn: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Linsentheorie und Theorie der Interferenzerscheinun-



gen, 2 *g*; Physikalisches Laboratorium: a) Übungspraktikum, 6, b) Halbpraktikum, 3, c) Arbeiten von Geübten, tägl. — **Schmidt**: Einleitung in die theoretische Physik, 4; Das Radium, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. —

Vorländer: Allgemeine Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 5; Spezielle Kapitel der anorganischen Chemie, 1 *g*; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend, in der anorganischen und analytischen Abteilung (mit Tubandt), in der organischen Abteilung, in der pharmazeutischen Abteilung (mit Schulze); Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Schulze), 4. — **Schulze**: Darstellung und Prüfung der Arzneimittel II, 2; Neuere Arzneimittel, 1 *g*. — **Baumert**: Gerichtliche Chemie, 2; Praktische Übungen im Laboratorium für Nahrungsmittelchemie, tägl. außer Sonnabend; Gerichtlich-chemisches Praktikum. — **Erdmann**: Destillation der Steinkohle, Farbstoffe und organische Präparate der chemischen Industrie, 2; Praktische Übungen im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. außer Sonnabend; Praktischer Kursus in der Gasanalyse, technischen Analyse und in der Elektrochemie, 4. — **Tubandt**: Elektrochemie II (experimentell), 2; Chemische Atomistik, 1 *g*. —

Cantor: Differential- und Integralrechnung II, 5; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Wangerin**: Anwendungen der elliptischen Funktionen, 3; Analytische Mechanik II, 2; Sphärische Trigonometrie und mathematische Geographie, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Gutzmer**: Darstellende Geometrie, mit Übungen, 4; Einführung in die Theorie der höheren ebenen algebraischen Kurven, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Eberhard**: Analytische Geometrie des Raumes, 4; Mathematisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Buchholz**: Grundlagen der theoretischen Astronomie, 2. —

Technische Hochschule Hannover.

Precht: Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, Schall, strahlende Energie, 4; Arbeiten im Laboratorium der Physik (mit Valentiner), 4. — **Valentiner**: Grundzüge der Physik, 3; Praktische Physik, 2; Photographie, 4. — **Kohlrausch**: Grundzüge der Elektrotechnik, 3; Theoretische Elektrotechnik, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Beckmann, Brückmann, Kempe), 8, II, III für Maschineningenieure, 8; Elektrotechnisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Heim**: Elektrische Anlagen I (mit Gosch), 3, Übungen, 2; Entwerfen von elektrischen Maschinen und Transformatoren (mit Gosch), 2, Übungen, 2; Telegraphie und Telephonie, 2; Elektrische Bahnen, 1; Elektrische Kraftübertragung, 2. — **Beckmann**: Praktische Elektrotechnik für Anfänger II, 1; Elektrotechnische Meßkunde I 2, 2; Die Wicklungen der elektrischen Maschinen, 1 *g*. — **Brückmann**: Turbogeneratoren, 1 *g*. —

Seubert: Anorganische Chemie, 6; Arbeiten im Laboratorium der anorganischen Chemie (mit Eschweiler, Lambrecht und Kircher), tägl. außer Sonnabend. — **Eschweiler**: Analytische Chemie, 2. — **Behrend**: Organische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium der organischen Chemie (mit Decker und Grohmann), tägl. außer Sonnabend. — **Keiser**: Ausgewählte Kapitel aus der Geschichte der Chemie, 2. — **Jänecke**: Metallurgie, 1. — **Ost**: Grundzüge der chemischen Technologie, 3; Chemische Technologie I, 4, Übungen, 2; Arbeiten im Laboratorium der technischen Chemie (mit Schliemann), tägl. außer Sonnabend. — **Keppeler**: Ton- und Glaswaren, 1; Keramisches Praktikum, 1 Nachmittag. — **Bodenstein**: Grundzüge der technischen Elektrochemie, 2; Elektrochemische Übungen (mit Meinecke), 4; Arbeiten im elektrochemischen Institut (mit Meinecke), tägl. außer Sonnabend; Übungen in der Elektroanalyse (mit Meinecke), 7. —

Kiepert: Höhere Mathematik I, 8, Übungen, 2, Repetition, 1; Ausgewählte Kapitel der Mathematik: Theorie der analytischen Funktionen, 3. — **Carathéodory**: Höhere Mathematik IB, 5, Übungen, 2; Anwendungen der höheren Mathematik: a) Vektoranalysis, 1, b) Variationsrechnung, 2. — **Wieghardt**: Grundzüge der höheren Mathematik, 3, Übung, 1; Ausgewählte Kapitel der Elastizitätslehre, 1; Über die für die technische Mechanik wichtigen Differentialgleichungen, 1. — **Rodenberg**: Darstellende Geometrie (mit Richter und Pabst), 3, Übungen, 6, II, 3, Übungen, 6. — **Petzold**: Algebraische Analysis und Trigonometrie, 3. — **Oertel**: Geodäsie I: Praktische Geometrie (mit Petzold), 4, Übungen, 2, II: Ingenieur-Geodäsie, 2, Übungen, 2; Höhere Geodäsie, 2. —

Universität Heidelberg.

Lenard: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Physikalisches Praktikum (mit Becker), 6; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener im physikalischen und radiologischen Institut, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Seminar und Kolloquium, 1 *g*. — **Pockels**: Theorie der Wärme, 4; Theoretisch-physikalische Übungen, 1 *g*; Geophysik, 1. — **Becker**: Kathodenstrahlen mit Demonstrationen, 2. — **Müller**: Die atmosphärische Luft und ihre Bestandteile, 1. — **Hertz**: Kinetische Gastheorie, 2; Grundlehren der theoretischen Physik, 1 *g*. — **Schmidt**: Einführung in die Photographie und photographisches Praktikum, 2—4. —

Curtius: Allgemeine Experimentalchemie I: Anorganischer Teil, 6; Praktische Übungen und Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Untersuchungen, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner, 20. — **Brühl**: Organische Chemie, 6. — **Jannasch**: Gewichtsanalyse, 2; Chemische Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, 1; Gasanalytisches Praktikum (mit Franzen), 3; Analytisches Praktikum zur Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, 8. — **Knoevenagel**: Chemie der Benzolderivate, 3; Chemie und Technologie der Teerfarbstoffe, 2; Praktische Anwendung organischer Farbstoffe in der Färberei und Druckerei der Textilfasern. — **Bredig**: Physikalische Chemie I, 3; Physikalische Chemie der Metalle, 1; Theoretische Übungen in physikalischer Chemie, für Anfänger, 1, für Vorgeschrittene, 14tägig, $1^1/_2$; Praktische Einführung in die physikalische Chemie und Elektrochemie, 4—6 Wochen. — **Krafft**: Organische Chemie, 3; Praktisch-chemische Übungen und Arbeiten im Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Anfänger; Chemische Ferienkurse, vierwöchentlich. — **Dittrich**: Chemie der selteneren Elemente, 1; Chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend; Ferienkurs, 4 oder 5 Wochen. — **Stollé**: Synthetische Methoden der organischen Chemie, 5; Pharmazeutische Chemie II, 3. — **Mohr**: Stereochemie, 1. — **Darapsky**: Geschichte der Chemie, 2; Repetitorium der organischen Chemie, 2. — **Franzen**: Gasanalyse und Gasvolumetrie, 1; Biochemie, 2; Praktische Einführung in die Bakteriologie und Gärungschemie. — **Ebler**: Spektralanalyse und Photochemie I: Spektralanalyse, 1. — **Muckermann**: Analytische Methoden offizineller Arzneimittel, 2; Wasser- und Harnanalyse, 1. —

Königsberger: Analytische Mechanik, 4; Differential-Integralrechnung II, 2; Übungen im mathematischen Unter- und Oberseminar, 2. — **Wolf**: Elemente der Astronomie (und mathematische Geographie), 3 *g*. — **Cantor**: Differential- und Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Elementare Arithmetik, Zahlentheorie und Algebra, 2. — **Koehler**: Analytische Geometrie des Raumes, 4. — **Boehm**: Elliptische Funktionen (Fortsetzung der Funktionentheorie), 2; Einführung in die Algebra, namentlich Theorie und Anwendung der Determinanten, 4; Mathematische Übungen, 1. — **Bopp**: Nichteuklidische Geometrie, 2. — **Kopff**: Grundzüge der Bahnbestimmung der Planeten und Kometen, 1. —

Universität Innsbruck.

Czermak: Magnetismus und Elektromagnetismus, 2; Praktische Übungen, 5, für Vorgeschrittene, tägl. *g*. — **Tumlirz**: Theoretische Mechanik, 5; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 2 *g*. — **v. Lerch**: Experimentalphysik I, 5; Praktische Übungen für Mediziner, 2 *g*; Konversatorium über neuere physikalische Publikationen, 1 *g*. — **Tollinger**: Die physikalischen Eigenschaften der Milch und deren Bedeutung für die Praxis, 2. — **Hammerl**: Elektrische Energieverteilung: Licht und Kraft, Niederspannungs- und Hochspannungsanlagen, 2 *g*. — **v. Ficker**: Einleitung in die Klimatologie, 2. —

Brunner: Allgemeine Chemie I: Anorganische Chemie, 5; Praktische Übungen für Chemiker und Pharmazeuten, tägl. außer Sonnabend, für Lehramtskandidaten, halbtägig. — **Hopfgartner**: Gasanalyse, 1; Maßanalyse, 1; Eigenschaften der Lösungen, 2. — **Zehenter**: Chemische Technologie der

pflanzlichen Rohstoffe mit besonderer Berücksichtigung der Bedürfnisse des Nahrungsmittelchemikers, 2 *g*. — :

Gmeiner: Differential- und Integralrechnung, 5; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*. — **Zindler**: Vektoranalysis und Ausdehnungslehre mit Übungen, 4; Ausgewählte Abschnitte der Theorie der algebraischen Kurven und Flächen, 2; Mathematisches Seminar für Anfänger: Einführung in die Determinantentheorie, 1 *g*. — **Menger**: Elemente der projektiven Geometrie, 2 *g*. —

Universität Jena.

Winkelmann: Experimentalphysik II: Akustik, Wärme, Magnetismus, Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum (mit Baedeker): a) für Physiker, 6, b) für Chemiker und Pharmazeuten, 4; Leitung physikalischer Spezialuntersuchungen (mit Straubel und Baedeker), tägl. — **Auerbach**: Mechanik der festen, flüssigen und gasigen Körper, 4; Physikalisches Kolloquium über Radioaktivität und andere Themata (mit Baedeker), 2 *g*; Das naturwissenschaftliche Weltbild, 1. — **Straubel**: Abbildungstheorie, 1. — **Simons**: Einführung in die Gleich- und Wechselstromtechnik, 2; Elektrotechnische Meßkunde, 1; Die Kraftmaschinen in der Landwirtschaft, 2; Praktikum I im technisch-physikalischen Institut, 3, für Fortgeschrittene. — **Baedeker**: Elektrizitätsbewegung in Gasen, 1. —

Knorr: Allgemeine Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Wolff), tägl., für Mediziner, 3; Praktikum in der organischen Abteilung und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rabe und Fecht), 40. — **Wolff**: Analytische Chemie, 3; Elektrolyse und elektrolytisches Praktikum, 2. — **Immendorff**: Agrikulturchemie I: Pflanzenernährungslehre, 3, II: Tierernährungslehre, 2; Technische Chemie für Landwirte, 1; Großes und kleines chemisches Praktikum für Landwirte, tägl.; Agrikulturchemisches Seminar für Fortgeschrittene, 14 tägig, 2. — **Vongerichten**: Chemische Technologie, organischer Teil, mit besonderer Berücksichtigung der Teerfarbstoffe, 2; Kursus über technische Chemie für Nationalökonomen, 2; Anleitung zu technisch-chemischen Arbeiten, ganz- und halbtägig, *g*. — **Matthes**: Pharmazeutische Chemie I: Organische Chemie, 3; Praktische und theoretische Übungen aus dem Gebiete der Nahrungsmittelchemie, tägl.; Pharmazeutisches Halbpraktikum: Darstellung und Untersuchung pharmazeutisch-chemischer Präparate, Ausmittelung der Gifte, tägl. — **Rabe**: Chemie der Pflanzenalkaloide, 1; Besprechung neuerer chemischer Arbeiten (mit Fecht), *g*. — **Marc**: Die Grundlagen der physikalischen Chemie, 2; Physikalisch-chemisches Praktikum, 4. — **Fecht**: Geschichte der Chemie, 1. —

Thomae: Bestimmte Integrale und Fouriersche Reihen, 5, Übungen, *g*. — **Haußner**: Differential- und Integralrechnung II, mit Übungen, 5; Analytische Geometrie des Raumes, 4, Proseminar (mit Thaer), 2 *g*; Raumkurven und krumme Flächen, 4; Mathematisches Seminar, 1. — **Frege**: Funktionentheorie nach Riemann, 4; Begriffsschrift, 1 *g*. — **Knopf**: Wahrscheinlichkeitsrechnung und Methode der kleinsten Quadrate, 4; Interpolationsrechnung und mechanische Quadratur, 3. — **Kutta**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 2; Vektoranalysis, 1 *g*; Substitutionstheorie, 2. — **Thaer**: Analytische Mechanik, 4. —

Technische Hochschule Karlsruhe.

Lehmann: Experimentalphysik (obligatorisch), 4, Seminar, 2 *g*, Ergänzende Demonstrationen, 2; Physikalisches Laboratorium (mit Sieveking), 6. — **Sieveking**: Einführung in die mathematische Physik, 3; Repetitorium der Physik, 1; Optik für Chemiker, 1. — **Arnold**: Dynamobau I: Allgemeiner Teil und Gleichstrommaschinen, 3, II: Wechselstromgeneratoren und Umformer, 2; Übungen im Konstruieren elektrischer Maschinen und Apparate, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Schleiermacher), 9, II, 8; Exkursionen zur Besichtigung elektrischer Anlagen. — **Schleiermacher**: Grundlagen der Elektrotechnik und Meßkunde, 2; Theoretische Elektrizitätslehre, 3; Elektrische Messungen, 1. — **Teichmüller**: Allgemeine Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Seminar, 2; Elektrische Leitungen und Verteilung elektrischer Energie, 2, Übungen, 2; Schwachstromtechnik, 2; Exkursionen zur Besichtigung elektrischer Anlagen. — **N. N.**: Theorie des Wechselstroms und der Transformatoren, 2, Übungen, 2; Elektrische Bahnen und elektromotorische Betriebe, 2, Übungen, 2; Wechselstromkommutatormaschinen, 2, Übungen, 2. — **Hausrath**: Drahtlose Telegraphie, 2. — **Schmidt**: Photographisches Praktikum, mit Vorträgen über die Theorie der Photographie, ferner Darstellung lichtempfindlicher Präparate, 4. — **Schultheiß**: Meteorologie: Klimatologie, 1. —

Engler: Anorganische Experimentalchemie, 4; Chemisches Kolloquium (mit Staudinger), 1; Theoretische Chemie, 1; Chemisches Laboratorium, 5 Tage. — **Bunte**: Chemische Technologie I: Zuckerfabrikation, Gärungsgewerbe, Brauerei, Brennerei usw., 2, II: Wasser, Beleuchtungstechnik, 2; Metallurgie, 1; Brennstoffe und industrielle Feuerungen, 1; Übungen in der technischen Analyse (mit Eitner), 4 und 3; Gaschemische Übungen, 2; Arbeiten im chemisch-technischen Laboratorium, 5 Tage; Übungen in der technischen Analyse für Vorgerücktere, tägl.; Technologische Exkursionen. — **Haber**: Physikalische Chemie I, 2; Überblick über die theoretische und technische Elektrochemie, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Kolloquium für Vorgeschrittene, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium, 5 Tage; Physikalisch-chemischer und elektrochemischer Einführungskurs. — **Askenasy**: Bau und Betrieb der Akkumulatoren, 2. — **Dieckhoff**: Pharmazeutische Chemie, 2; Gerichtliche Chemie, 2. — **Eitner**: Methoden der technischen Analyse, 2; Ausgewählte Kapitel der technischen Analyse für Maschineningenieure und Elektrotechniker, 1; Spezielle Technologie der Gasbeleuchtung, 1, Übungen, 4. — **Herzog**: Fermente und Enzyme, 2; Naturwissenschaftliche Grundlagen der Hygiene, 2. — **Just**: Physikalisch-chemische Meßmethoden, 1; Photochemie, 1. — **Rupp**: Chemische und mikroskopische Untersuchung der Nahrungsmittel und Gebrauchsgegenstände, Übungen, 2. — **Skita**: Chemie der Farbstoffe und der Textilindustrie I, 2; Praktische Übungen in Färberei und Druckerei, 2. — **Staudinger**: Chemie der Benzolderivate, 2. — **Ubbelohde**: Industrie des Petroleums, der Fette und Harze, 2. — **Wöhler**: Analytische Chemie II, 2; Anorganisch-chemische Tagesfragen, 1. —

Disteli: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 4; Graphische Statik, 2, Übungen, 2. — **Heun**: Mechanik I, 4, Übungen, 2; Mechanisches Seminar (mit Stäckel), 3 *g*. — **Kraser**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Stäckel**: Höhere Mathematik II, 3; Differentialgleichungen der Mechanik, 2. — **Faber**: Übungen in den Grundlehren der höheren Mathematik, 2; Arithmetik und Algebra, 2, Übungen, 1; Ebene und sphärische Trigonometrie, 2, Übungen, 1; Elementare und analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 2, Übungen, 1. — **Vogt**: Geometrie der Lage, 2. — **Winkelmann**: Elemente der Mechanik, 3, Übungen, 1; Mechanische Probleme der wissenschaftlichen Technik, 2. — **Haid**: Praktische Geometrie, 3; Höhere Geodäsie, 3; Geodätisches Praktikum I, 2, III, 3; Methode der kleinsten Quadrate, 2. — **Bürgin**: Katastervermessung II: Feldbereinigung, 3, Übungen, 2; Repetitorium der praktischen Geometrie, 2; Plan- und Terrainzeichnen, 2 und 4; Graphische Ausarbeitung der großen geodätischen Exkursion, 2. — **Grimm**: Signal- und Sicherungsanlagen, 1. — **Stutz**: Organisation der Katastervermessung, 2, Übungen, 1. —

Universität Kiel.

Weber: Elektrodynamik, 4; Theorie physikalischer Meßapparate, mit Übungen, 1; Absolutes Maßsystem, 1; Ausgewählte physikalische Untersuchungen, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Kolloquium (mit Dieterici und Zahn), 2 *g*. — **Dieterici**: Experimentalphysik II: Optik, Elektrizität, Magnetismus, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4 und 8, für Fortgeschrittene, tägl. — **Zahn**: Elektrische Meßmethoden, mit Experimenten, 1. —

Harries: Organische Experimentalchemie, 4; Chemisches Praktikum: Anorganische Abteilung (mit Biltz), tägl. außer Sonnabend, organische Abteilung, tägl.; Chemische Gesellschaft: Vorträge über neue Arbeiten auf allen Gebieten der Chemie (mit Rügheimer, Biltz, Feist, Preuner und Mumm), 2 *g*. — **Rügheimer**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 3; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der physikalischen Chemie, 1 *g*; Pharmazeutisch-chemisches

Praktikum, tägl. außer Sonnabend. — **Biltz**: Chemie der Metalle, 3. — **Berend**: Ausgewählte Kapitel aus der Chemie der heterozyklischen Verbindungen, *g*; Repetitorium der organischen Chemie für Mediziner. — **Stoehr**: Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1. — **Feist**: Chemie der Benzolderivate, 2; Chemische Großindustrie, 1. — **Preuner**: Einführung in die Elektrochemie, 2. — **Mumm**: Die wichtigsten Arbeitsmethoden der organischen Chemie, 1; Praktische Übungen in der Anwendung organischer Farbstoffe, 2. —

Pochhammer: Funktionentheorie, 3; Differentialgeometrie, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Harzer**: Theorie der Bahnbestimmungen, 4, Übungen, 1 *g*. — **Heffter**: Analytische Geometrie des Raumes, 4, Übungen, 1 *g*; Theorie der linearen Differentialgleichungen, 3; Übungen im mathematischen Seminar, 1½ *g*. — **Kobold**: Theorie der Finsternisse, 2, Übungen, *g*; Übungen an den Instrumenten der Sternwarte. — **Landsberg**: Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Höhere Algebra, 4. — **Weinnoldt**: Graphische Statik, 2. —

Universität Königsberg.

Volkmann: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4, Ergänzungen und Erläuterungen, 1 *g*; Mathematisch-physikalisches Laboratorium: a) Physikalisch-praktische Übungen und Arbeiten, 6, b) Leitung großer spezieller Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Handfertigkeitspraktikum, 2 *g*. — **Kaufmann**: Experimentalphysik II: Optik, Magnetismus und Elektrizität, 5, Ergänzungen, 1 *g*; Physikalische Übungen, 3; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. —

Klinger: Allgemeine und anorganische Chemie, 4; Übungen im Laboratorium (mit Blochmann und Benrath), tägl. außer Sonnabend; Besprechung neuerer Arbeiten (mit Blochmann und Benrath), *g*; Über Vorprüfungen bei qualitativer Analyse, 1 *g*. — **Blochmann**: Technische Chemie I: Metallurgie, 2; Analytische Chemie I: Qualitative Analyse, 2; Über die für analytische Untersuchungen, sowie für technische Großbetriebe bestehenden gesetzlichen Bestimmungen, 1 *g*. — **Rupp**: Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, 5; Toxikologische Chemie, 1; Praktische Übungen im pharmazeutisch-chemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Nahrungs- und Genußmittel-Analyse, 1 *g*. — **Benrath**: Photochemie, 2; Chemie der Kolloide, 1 *g*. —

Meyer: Analytische Raumgeometrie, 3, Übungen, 1 *g*; Differentialgeometrie, 4, Übungen, 1 *g*. — **Schoenflies**: Integralrechnung, 4; Über die Rotation eines Körpers um einen festen Punkt, 2; Übungen im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Battermann**: Einleitung in die Mechanik des Himmels, 2; Allgemeine Astronomie, 1 *g*. — **N. N.**: Theorie der Beobachtungsfehler: Ausgleichungsrechnung, 2, Übungen, 2 *g*. —

Universität Leipzig.

Wiener: Experimentalphysik II: Licht, Magnetismus, Elektrizität, 5; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Praktikum (mit Scholl und Jaffé), 9, für Mediziner und Pharmazeuten, 3; Physikalisches Kolloquium (mit Des Coudres), 2 *g*. — **Des Coudres**: Einleitung in die theoretische Physik: Strömung imponderabeler Agentien, Wellen, 4; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. — **v. Oettingen**: Elemente der projektiven Dioptrik, 1 *g*. — **Marx**: Physik des Weltalls, 1; Radioaktivität, mit Experimenten, 1. — **Dahms**: Thermodynamik, 2. — **Scholl**: Elektrotechnik (experimentell behandelt): Dynamomaschinen nebst Motoren für Gleich- und Wechselstrom, mit Demonstrationen, 2; Elektrotechnisches Praktikum, 2½. — **Fredenhagen**: Ausgewählte Kapitel der Physik: Einführung in die Elektronentheorie, metallische Leitfähigkeit, Lichtelektrizität, 1. — **Jaffé**: Einführung in die Vektoranalysis, 1. —

Beckmann: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Chemisches Praktikum, tägl., für Mediziner, 6; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungsmittel-Chemie, tägl.; Pharmazeutisch-chemisch-toxikologisches Praktikum, tägl.; Chemisches Vollpraktikum für Vorgerücktere (mit Heller, Deussen, Scheiber und Sieverts), tägl.; Chemisch-technisches Praktikum (mit Heller), tägl. — **Hantzsch**: Organische Chemie, 5; Chemisches Praktikum für Analytiker, tägl.; Chemisches Vollpraktikum für Vorgerücktere (mit Stobbe, Rassow und Ley), tägl.; Pharmazeutisch-chemisch-toxikologisches Praktikum, tägl. — **Le Blanc**: Physikalische Chemie, 4; Physikalisch-chemisches Praktikum (mit Schaum, Drucker und Freundlich), tägl.; Chemisches Praktikum (mit Böttger), tägl.; Physikalisch-chemischer Einführungskurs (mit Schall und Freundlich), 4 oder 8; Übungen in Elektroanalyse (mit Böttger), halbtägig; Physikalisch-chemisches Kolloquium (mit Schaum, Böttger, Drucker und Freundlich), 1½ *g*. — **Stobbe**: Die heterozyklischen Verbindungen mit besonderer Berücksichtigung der Alkaloide, 1; Mehrkernige aromatische Verbindungen: Gruppe des Diphenyls, der Polyphenylmethane, des Naphthalins, Anthrazens usw., 1. — **Wagner**: Einführung in die Chemie, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Lehrer: Schulversuche, Analyse, Präparate, tägl.; Didaktische Besprechungen zum chemischen Praktikum für Lehrer: Analytisch-präparativer Teil, 1 *g*. — **Rassow**: Chemische Technologie, organische Betriebe: Stärke, Zucker, Gärungsgewerbe, Fette, Zellulose, mit Exkursionen, 2; Praktikum der Anwendung organischer Farbstoffe: Färberei und Zeugdruck, 3; Chemisch-technologisches Praktikum, tägl. — **Ley**: Analytische Chemie: Qualitative Analyse für Anfänger und Fortgeschrittenere, 2; Stereochemie, 1. — **Schaum**: Photochemie III: Chemilumineszenz, chemische Lichtwirkungen, mit Demonstrationen, 2. — **Böttger**: Phasenlehre und ihre Anwendung auf neuere Probleme der Chemie, 1. — **Schall**: Ausgewählte Elektrosynthesen insbesondere organischer Verbindungen, 1. — **Heller**: Praxis des Farbenchemikers, 2. — **Deussen**: Ausgewählte Kapitel der pharmazeutischen Chemie II, 1. — **Drucker**: Chemisches Rechnen, 1. — **Freundlich**: Überblick über die Geschichte der Chemie, 2. — **Scheiber**: Die neueren Synthesen wichtiger organischer Naturprodukte, 2. — **Sieverts**: Besprechung neuerer Arbeiten aus der anorganischen Chemie, 1. — **Ostwald**: Die wichtigsten Ergebnisse der Kolloidchemie, mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendungen in Biologie, Medizin, Mineralogie, Agrikulturchemie usw., 1. — **Waentig**: Physikalische und physikalisch-chemische Methoden in der Nahrungsmittelchemie, 1. —

Neumann: Theorie des Potentials und der Kugelfunktionen, 4; Mathematisches Seminar: Übungen für Vorgeschrittene, 1 *g*. — **Bruns**: Instrumentenkunde, 3; Fehlertheorie und Ausgleichungsrechnung, 1; Praktische Analysis I, 2 *g*; Praktische Übungen in der Sternwarte (mit Peter), *g*. — **Hölder**: Elliptische Funktionen, 5, Übungen für Vorgeschrittene, 2 *g*; Theorie der Gruppen von einer endlichen Zahl von Operationen, 1. — **Rohn**: Analytische Geometrie des Raumes, 4, Übungen, 1 *g*; Darstellende Geometrie, 2, Übungen (mit Liebmann), 2. — **Herglotz**: Mechanik, 4, Übungen, 1 *g*; Mechanik der Kontinua, 2. — **Peter**: Die Grundlehren der Astronomie, 2. — **Hausdorff**: Differentialgeometrie: Theorie der Kurven und Flächen, 4, Übungen, 1 *g*; Algebraische Zahlen, 2. — **Liebmann**: Differential- und Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*. —

Universität Marburg.

Richarz: Experimentalphysik: Wärme, Magnetismus und Elektrizität, 5, Ergänzungen (elementarmathematische), 1; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum (mit Feußner und Schulze), 6; Leitung eigener Untersuchungen, tägl. — **Feußner**: Theoretische Physik: Licht, 4; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Schulze**: Elastizitätstheorie, 2; Repetitorium der Experimentalphysik mit elementarmathematischen Übungen, 1 *g*. — **N. N.**: Physikalische Technologie, mit Demonstrationen, für Verwaltungsbeamte, 2. —

Zincke: Allgemeine Chemie II: Organische Chemie, 5; Praktische Übungen in der allgemeinen und analytischen Chemie, sowie selbständige chemische Arbeiten (mit Fries), tägl., für Mediziner (mit Fries), halbtägig; Praktisch-chemischer Kursus für Mediziner (mit Fries), 3. — **Schmidt**: Qualitative Analyse, *g*; Organische Chemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie und Medizin, 6; Praktische Übungen in der analytischen und forensischen Chemie, sowie in der Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel und selbständige chemische Arbeiten. — **Fittica**: Chemische Analyse, 3; Ältere Geschichte der Chemie, 1 *g*. — **Reißert**: Chemie der Benzolverbindungen, 2. — **Fritsch**: Pyridin-

derivate. — **Haselhoff**: Praktische Übungen in Nahrungsmittel-Untersuchungen, tägl. — **Fries**: Ausgewählte Kapitel aus der anorganischen Chemie, 3; Chemisches Repetitorium für Mediziner: Anorganische Chemie, 1; Chemische Technologie für Verwaltungsbeamte, 1; Elektrochemisches Praktikum, 3; Chemisches Kolloquium, 1 *g*. —

Hensel: Algebra, 4; Elliptische Funktionen, 4; Mathematisches Proseminar, 1 *g*; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Neumann**: Differential- und Integralrechnung II, 4, Übungen, 1 *g*; Variationsrechnung, 4. — **v. Dalwigk**: Potentialtheorie, 3; Unendliche Reihen und Produkte, 1 *g*; Angewandte Mathematik: Perspektive, 4. — **Hellinger**: Analytische Geometrie II, insbesondere Flächen 2. Grades, 3; Integralgleichungen und Gleichungen mit unendlich vielen Unbekannten, 2. — **Wegener**: Astronomisch-geographische Ortsbestimmung für Forschungsreisende, mit Übungen, 1. —

Universität München.

Röntgen: Experimentalphysik I, 5; Praktische Übungen im Laboratorium (mit Koch und Wagner), 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Sommerfeld**: Vektoranalysis, zugleich als Einleitung in die mathematische Physik, mit Übungen, 3; Thermodynamik, 3, Seminar, Vorträge und Demonstrationen, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Graetz**: Physik (experimentell) I: Einleitung, Wärme, Elektrizität, 5; Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 3; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. *g*. — **N. N.**: Allgemeine Meteorologie und Klimatologie, 4; Meteorologisches Praktikum, 3—12. — **Donle**: Physikalische Maße und Meßmethoden, 2. — **Laue**: Interferenz und Beugung, 1 *g*. — **Koch**: Spezialkapitel aus der neueren experimentellen Optik: Breite und Struktur von Spektrallinien, Linienverschiebung durch Druck, Fluoreszenz von Metalldämpfen, 1. — **Schmauß**: Atmosphärische Elektrizität, 2. — **Wagner**: Mathematische Ergänzungen zur Vorlesung über Experimentalphysik I, 1. —

v. Baeyer: Unorganische Experimentalchemie, 5; Praktische Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit Hofmann und Piloty in der unorganischen, mit Dimroth und Dieckmann in der organischen Abteilung), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Hofmann), 4. — **Paul**: Organische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Nahrungsmittelchemie I, 2; Pharmazeutisch-chemische Präparatenkunde: Anorganische Präparate, 3; Chemisches Praktikum: Praktische Übungen, einschließlich physikalisch-chemischer, elektrochemischer und nahrungsmittelchemischer Arbeiten (z. T. mit Prandtl), tägl. außer Sonnabend; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum: Praktische Übungen einschließlich der Übungen in den für den Apotheker wichtigen Sterilisationsverfahren (z. T. mit Heiduschka), tägl. außer Sonnabend. — **Hofmann**: Spezielle unorganische Experimentalchemie: Metalloide und Schwermetalle, mit besonderer Berücksichtigung der physikalischen Chemie, 4; Praktikum für Gasanalyse, 4; Physikalisch-chemisches Praktikum, einschließlich Spektralanalyse, 4. — **Piloty**: Analytische Chemie I: Qualitative und quantitative Gewichtsanalyse, 3; Elektrolytisches Praktikum, 4—5 wöchentlich. — **Dimroth**: Benzolderivate, 4. — **Dieckmann**: Chemie der Kohlehydrate, 1 *g*. — **Wieland**: Organisch-chemische Technologie in ausgewählten Kapiteln, 2, Exkursionen, 1 *g*; Organisches Kolloquium, 1. — **Prandtl**: Anorganisch-chemische Technologie I, mit Exkursionen, 3; Erläuterungen zum anorganisch-chemischen Praktikum, 2. — **Heiduschka**: Ausmittelung von Giften: Gerichtliche Chemie, 1; Erläuterungen zum pharmazeutisch-chemischen Praktikum, 1. —

Lindemann: Differentialrechnung, 5; Analytische Mechanik, 4; Mathematisches Seminar: Linien- und Kugelgeometrie, $1^1/_2$ *g*. — **v. Seeliger**: Grundlehren der Astronomie in gemeinverständlicher Darstellung, 4; Astronomisches Kolloquium, *g*. — **Voß**: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Theorie der algebraischen Kurven, 4; Mathematisches Seminar: Anwendungen der Flächentheorie, 2 *g*. — **Pringsheim**: Einführung in die Theorie der analytischen Funktionen, 5. — **Brunn**: Die neuere Entwicklung der Analysis situs, 2. — **Doehlemann**: Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 3; Synthetische (neuere) Geometrie, 4; Übungen, 1 *g*; Die bildliche Darstellung, ihre Grundlagen und ihre Entwicklung, 2. — **Großmann**: Anleitung zur Ausführung astronomischer Rechnungen und zum Gebrauch der Jahrbücher, 3. — **Hartogs**: Theorie der Abelschen Funktionen, 4. — **Perron**: Fortsetzung der Differential- und Integralrechnung, 4, Übungen, 1; Theorie der Kettenbrüche, 2. —

Technische Hochschule München.

Ebert: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärmelehre, Elektrophysik I, 6; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen auf dem Gebiete der Physik. — **K. Fischer**: Grundzüge der Physik: Mechanik, Akustik, Wärme, 3; Einführung in die theoretische Physik: Mechanik, Hydrodynamik, Elastizität, Wärme, 3. — **Knoblauch**: Ausgewählte Kapitel der technischen Thermodynamik, 2; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik. — **Emden**: Aerodynamik und Anwendung auf Flugtechnik, 3; Meteorologie und Klimatologie, 2. — **Kurz**: Meßmethoden und Resultate der neueren Forschungen über die Elektrizität der Atmosphäre, 2. — **Schröter**: Mechanische Wärmetheorie: Technische Thermodynamik, 2, Übungen, 1. — **Urban**: Unterrichtskurse in praktischer Photographie, mit Übungen, 6 Nachmittage. — **Voit**: Angewandte Physik: Heizung, Lüftung, Akustik der Gebäude, Blitzableiter, 3; Schwachstromtechnik: Telegraphie, Telephonie und drahtlose Telegraphie, 2. — **Heinke**: Einführung in die Elektrotechnik, 4; Elektrische Meßtechnik, 3; Elektrotechnisches Praktikum I: Meßtechnik und Photometrie, 8, für Vorgeschrittene, 20—32. — **Ossanna**: Elektrotechnisches Praktikum II: Messungen an Maschinen, Umformern und Transformatoren, 8 und 2; Theorie und Konstruktion der elektrischen Maschinen I: Gleichstrommaschinen und Umformer, 3, II: Synchrongeneratoren und Synchronmotoren, 3; Wechselstrom-Kommutatormotoren, 2; Entwerfen von elektrischen Maschinen, 4. — **Kadrnozka**: Bau und Betrieb elektrischer Anlagen I: Elektrische Kraftbetriebe, 2, Elektrische Bahnen, 3, II: Erzeugung und Verteilung elektrischer Arbeit, 2, Entwerfen elektrischer Anlagen, Übungen, 2. —

Muthmann: Unorganische Experimentalchemie einschließlich der Grundzüge der physikalischen Chemie, 6; Chemisches Praktikum im analytischen und elektrochemischen Laboratorium, 10, 20 oder 30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der unorganischen Chemie und der Elektrochemie, 30. — **Lipp**: Chemie der aromatischen Verbindungen, 2; Chemisches Praktikum im organischen Laboratorium, 20—30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der organischen Chemie, 30. — **Eibner**: Geschichte der aromatischen Diazoverbindungen, 1. — **Rohde**: Die wichtigsten Pflanzenalkaloide, 1. — **Hofer**: Analytische Chemie der Metalle und Metalloide nebst Gewichts- und Maßanalyse II, 2; Theoretische Elektrochemie, 2. — **Schultz**: Chemische Technologie mit Brennmaterialienlehre und Feuerungskunde I, 3; Praktikum im chemisch-technischen Laboratorium, 20—30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Chemie, 30; Chemisch-technische Übungen: Chemisch-technische Analyse, Färberei, 4. — **Lintner**: Chemische Technologie des Wassers und der Kohlehydrate, 3; Gärungschemisches Praktikum nebst Übungen, 30. —

v. Dyck: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 3; Anwendung der Differential- und Integralrechnung auf Geometrie, 4; Mathematisches Seminar (Kolloquium) (mit Finsterwalder und Burkhardt), 2. — **Finsterwalder**: Höhere Mathematik III, 5, Übungen, 2; Elementare Mathematik, Algebraisch-analytischer Teil (mit Burkhardt), 2, Übungen, 1, Geometrischer Teil, 2, Übungen, 1. — **Burkhardt**: Grundzüge der höheren Mathematik, 4, Übungen, 2. — **Näbauer**: Trigonometrie, 3, Übungen, 1; Anleitung zur rechnerischen Ausarbeitung geodätischer Aufnahmen, 2. — **Burmester**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 4. — **Schmidt**: Vermessungskunde I, 4, Praktikum, 2 oder 4; Landesvermessung, 4; Katastertechnik, 3, Praktikum III, 4; Kartierungsübungen, 4. — **Bischoff**: Rechnungs- und Messungsmethoden der Bayer. Katasterkommission, 1; Mechanisches und graphisches Rechnen: Rechenschieber, Rechenmaschinen, Planimeter usw., 1. — **Großmann**: Elemente der Astronomie, 2. — **Föppl**: Technische Mechanik II: Graphische Statik, 3, Übungen, 2, III: Festigkeitslehre, 4. —

Universität Münster.

Schmidt: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5; Physikalisches Praktikum (mit Matthies), 3 und 6, für Fortgeschrittene (mit Konen), tägl.; Physikalisches Seminar (mit Konen und Matthies), 14tägig, 2 *g*. — **Konen**: Einführung in die theoretische Physik, 3, Übungen, 1 *g*; Einführung in die Photographie und photographisches Praktikum für Anfänger (mit Thiel), 3; Spektralanalyse, 2 *g*. — **Matthies**: Einführung in die Vektoranalysis, 1. —

Salkowski: Anorganische Chemie, 5; Organische Chemie II: Die aromatischen Verbindungen, 2 *g*; Chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner (mit Kaßner und Thiel), 6. — **König**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2 *g*; Übungen im Laboratorium der agrikulturchemischen Versuchsstation, tägl. — **Kaßner**: Organische Chemie, mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie und Medizin, 4; Kolloquium über pharmazeutische Präparate und die Gegenstände des deutschen Arzneibuchs, 1; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie mit besonderer Berücksichtigung der Technologie des Wassers, 1; Maßanalyse, 1 *g*; Pharmazeutisch-chemische, toxikologische und maßanalytische Übungen, tägl. außer Sonnabend. — **Thiel**: Physikalische Chemie II: Elektrochemie, 3; Theoretisch-chemische Übungen und Lektüre neuerer Arbeiten, 1 *g*. — **Bömer**: Analyse der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Repetitorium der Nahrungsmittelchemie, 1 *g*; Die landwirtschaftlichen und technischen Erzeugnisse der deutschen Kolonien, 1 *g*. —

Killing: Differential- und Integralrechnung II, 4; Übungen, 1 *g*; Determinanten und elementare Algebra, 2; Zahlentheorie, 2; Mathematisches Unterseminar, 2 *g*. — **v. Lilienthal**: Analytische Geometrie II, 4; Analytische Mechanik II, 4; Versicherungsmathematik, 1; Übungen des mathematischen Oberseminars, 2 *g*. — **Dehn**: Darstellende und projektive Geometrie, mit Übungen, 5; Gruppentheorie, 2; Lektüre ausgewählter Klassiker der mathematischen Physik (mit Matthies), 2 *g*. — **Plaßmann**: Mathematische Geographie und elementare Astronomie, 2 *g*; Sphärische Trigonometrie und sphärische Astronomie, 2; Interpolationsrechnung und mechanische Quadratur, 1; Übungen im Beobachten und Rechnen, *g*. —

Akademie Posen.

Spies: Elektrizität und Magnetismus, 2; Wärmelehre, 1, Übungen, 1; Praktische Übungen für Anfänger, 2, für Vorgeschrittene, 2. — **Könnemann**: Allgemeine Physik des Himmels, 1. —

Wörner: Anorganische Chemie, 2; Chemische Übungen für Anfänger, 2; Praktischer Kursus der physiologischen Chemie, 2; Praktische Arbeiten auf dem Gebiete der allgemeinen, physiologischen und Nahrungsmittelchemie, ganz und halbtägig. — **Mendelsohn**: Chemisch-technische Übungen, 2; Einführung in die Geologie, 1. —

Thieme: Arithmetik und Algebra mit besonderer Berücksichtigung der graphischen Methoden, 2. —

Universität Prag.

N. N.: Experimentalphysik I, 5; Physikalisches Praktikum I für Physiker und Mathematiker, 6, für Chemiker und Naturhistoriker, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. *g*. — **Lippich**: Theorie der Elastizität, 3; Hydrodynamik, 2, Seminar, 2 *g*. — **Spitaler**: Meteorologie II: Luftdruck und Luftbewegung, 3; Erdbebenkunde, 2. — **Rothmund**: Physikalische Chemie I: Stöchiometrie und Verwandtschaftslehre, 4; Radioaktivität, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen für Vorgeschrittene, tägl. *g*. —

Goldschmiedt: Anorganische Chemie, 5; Chemische Experimentierübungen, 2; Chemische Übungen, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, täglich außer Sonnabend; Übungen in sanitätspolizeilichen Untersuchungen und in der Prüfung der offizinellen chemischen Präparate für Physikatskandidaten, tägl. außer Sonnabend; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen für Vorgeschrittene, tägl. *g*. — **Kirpal**: Maß- und Gewichtsanalyse, 3. — **Hönigschmid**: Chemie der hohen Temperaturen, 2. — **Meyer**: Alkaloide, 1. —

Pick: Transformationstheorie, 5, Seminar, 2 *g*. — **Grünwald**: Differential- und Integralrechnung, 5. — **Weinek**: Bahnbestimmung der Kometen und Planeten, 3. — **Oppenheim**: Einführung in die Differential- und Integralrechnung, 3. — **Scheller**: Astrophysik, 2. —

Technische Hochschule Prag.

Tuma: Physik: Metrologie, Fundamentalsätze der Mechanik, Mechanik physikalischer Körper, Hydrostatik und Hydrodynamik, Aerostatik und Aerodynamik, Akustik, Optik, Wärmelehre, Molekulartheorie, 5, für Kulturingenieure, 3; Physikalisches Praktikum für Chemiker, 3, für Lehramtskandidaten, 6. — **Puluj**: Allgemeine Elektrotechnik, 4, Praktische Übungen, 3; Ausgewählte Kapitel der Wechselstrom-Elektrotechnik, 1. — **Pichl**: Meteorologie und Klimatologie, 3. —

Meyer: Allgemeine Experimentalchemie: Mineralstoffe, 6; Analytische Chemie (qualitative), 2, Praktische Übungen, 21, in der quantitativen Analyse, 25; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen für Geübtere, 30; Alkaloide für Geübtere, 1. — **v. Gintl**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2, Übungen, 6; Praktische Unterweisung in der chemischen Untersuchung von Rohstoffen und Gebrauchsartikeln, 4; Elementar-Analyse organischer Verbindungen, 2, Übungen, 2; Methoden der quantitativen Mineralanalyse, 2; Enzyklopädie der technischen Chemie, 2. — **Storch**: Chemie der Metalle und technische Metallgewinnung, 2; Maßanalyse und chemische Arithmetik, 1; Physikalische Chemie I: Chemische Statik und Dynamik, 2, III: Elektrochemie, 3, Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen, 15; Physikalische Methoden der Untersuchung von Nahrungsmitteln, 1, Übungen, 3. — **Ditz**: Chemische Technologie anorganischer Stoffe, 5, Übungen, 23. — **v. Georgievics**: Chemische Technologie organischer Stoffe, $6\frac{1}{2}$, Übungen im Organisch-technologischen Laboratorium, $23\frac{1}{2}$. —

Carda: Mathematik I, 6, Übungen, 2; Elemente der höheren Mathematik, 6, Übungen, 1; Mathematik für Kandidaten des Lehramts an höheren Handelsschulen, 3; Ausgewählte Kapitel der Differential- und Integralrechnung: Hypergeometrische Reihe, 2; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2. — **Grünwald**: Kinematik, 2. — **N. N.**: Mathematik IIb, 5, Übungen, 3; Ausgewählte Kapitel der höheren Mathematik, 2. — **Rosmanith**: Versicherungsmathematik I, 4, II, 4. — **Janisch**: Darstellende Geometrie, 5, Konstruktive Übungen, 8, 5 und 6; Geometrie der Lage, 3, Übungen, 4; Übungen in der darstellenden Geometrie, 6. — **Stark**: Enzyklopädie der Mechanik II, 2; Mechanik I: Statik und Dynamik, 6, Repetitorium, 1; Graphische Statik, 2, Konstruktive Übungen, 2; Materialienlehre, 1. — **Adamczik**: Elemente der niederen Geodäsie, 3, Übungen, 2; Praktische Geometrie: Niedere Geodäsie, $4\frac{1}{2}$, Übungen, 2, Geodätischer Kurs, 2, Höhere Geodäsie, 3, Übungen, 2; Geodätisches Rechnen, Übungen, 2; Technisches Zeichnen A, 4 und 3. — **Haerpfer**: Stereophotogrammetrie, 1. —

Universität Rostock.

Heydweiller: Experimentalphysik II: Optik, Magnetismus, Elektrizität, 5; Physikalische Übungen, 8 und 4; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar (mit Weber), 1 *g*. — **Weber**: Analytische Mechanik, 4, Übungen, 1; Optik, 2. —

Michaelis: Organische Chemie, 5; Übungen im chemischen Laboratorium: a) Großes Praktikum, tägl. außer Sonnabend, b) Kleines Praktikum, 9, c) Toxikologisches Praktikum (mit Stoermer), 4, d) Übungen für Mediziner, 4, e) für Nahrungsmittelchemiker (mit Kunckell), 4; Pharmazeutische Präparatenkunde, 2 *g*. — **Stoermer**: Analytische Chemie, 4; Gerichtlich-toxikologische Chemie, 2; Chemie der Riechstoffe, 1. — **Honcamp**: Agrikulturchemisches Praktikum, tägl.; Agrikulturchemie: Pflanzenernährung einschließlich Düngerlehre, 2. — **Kümmell**: Chemische Verwandtschaftslehre: Statik, Kinetik, Thermochemie, Photochemie, 4; Kleines physikochemisches Praktikum, 2; Physikochemisches Vollpraktikum: Leitung selbständiger Arbeiten, tägl. — **Kunckell**: Repetitorium der pharmazeutischen Chemie, 3; Chemische Untersuchungen der Arzneimittel, 1; Ausgewählte Kapitel der technischen Chemie, 1; Die Untersuchung der Nahrungsmittel, 1; Examinatorium der Chemie für Pharmazeuten, 1. —

Staude: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Elliptische Funktionen, 4; Mathematisches Seminar, 2. —

Universität Straßburg.

Braun: Experimentalphysik II: Wärme, Akustik, Elektrizität, 5; Physikalische Übungen, 13; Übersichtskursus für Mediziner, 3; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, 5 Tage; Physikalisches Kolloquium (mit Cohn), 2 *g*. — **Cohn**: Theorie des Lichts, mit Demonstrationen, 3; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten. — **Mandelstam**: Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie (experimentell), 1. — **Hergesell**: Die heutigen Luftschiffe und Flugmaschinen, 2; Meteorologisches und geophysikalisches Kolloquium, 14tägig, 2; Meteorologische Übungen, für Geübtere, *g*. —

Thiele: Allgemeine Experimentalchemie, anorganischer Teil, 5; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene (mit Straus), tägl. außer Sonnabend; Kolloquium über neuere chemische Literatur (mit Straus), 14tägig, 1 *g*. — **Rose**: Chemische Technologie der Metalloide, 3; Die Untersuchung und Reinigung des Wassers, 1 *g*. — **N. N.**: Analytische Chemie, $2^1/_4$; Elektrochemie, 1; Übungen in physikalisch-chemischen Meßmethoden. — **Kreutz**: Zuckerfabrikation und Bierbrauerei mit Exkursionen, 1. — **Straus**: Die Teerfarbstoffe und ihre Anwendung in der Färberei, $1^3/_4$; Organische Reaktionen in ihrem Zusammenhang, 2; Praktikum über die Anwendung der Teerfarbstoffe. — **Schär**: Pharmakognosie, 4; Pharmakognostische Demonstrationen, 1 *g*; Grundzüge der physiologischen Chemie, 2; Übungen und Untersuchungen im pharmazeutischen Institut, tägl. außer Sonnabend; Pharmakognostisch-mikroskopisches Praktikum (mit Rosenthaler) I, 3, II, 2—3; Chemisches Praktikum für Nahrungsmittelchemiker (mit Kreutz), tägl. außer Sonnabend. — **Rosenthaler**: Anatomie der wichtigsten Drogen 1; Praktikum der Harnuntersuchung, 3—4. —

Schur: Analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Flächentheorie, 2; Übungen des mathematischen Seminars, für Vorgerückte, $1^1/_2$ *g*. — **Weber**: Differential- und Integralrechnung, 4; Variationsrechnung, 2; Übungen des mathematischen Oberseminars (mit Wellstein und Epstein), $1^1/_2$ *g*. — **Wellstein**: Partielle Differentialgleichungen, 5; Übungen im Unterseminar, 1. — **Simon**: Methodik der elementaren Mathematik, 2, Übung, 1. — **Epstein**: Determinanten, 2. — **Bauschinger**: Sphärische Astronomie, 4; Methoden des wissenschaftlichen Rechnens, 1 *g*; Astronomische Beobachtungen an Instrumenten der Sternwarte für Vorgeschrittene. — **Wirtz**: Photometrie der Gestirne, 1. —

Technische Hochschule Stuttgart.

Koch: Experimentalphysik, 4; Theoretische Physik, 2; Übungen im physikalischen Laboratorium, tägl.; Meteorologie, 1; Mathematische Ergänzung, 1—2; Handfertigkeitspraktikum in Physik, 2—3. — **Veesenmeyer**: Grundlagen der Elektrotechnik, 6; Elektrische Maschinen und Apparate, 3; Elektrotechnische Maschinenkonstruktionen, 8; Einrichtung und Betrieb elektrotechnischer Fabriken, 1; Projektieren elektrischer Anlagen, Übungen, 4. — **v. Dietrich**: Elektrische Beleuchtung, 2; Elektrotechnische Meßkunde II, 2; Elektrotechnisches Laboratorium: Praktikum II (mit Herrmann), tägl. außer Sonnabend, III. — **Herrmann**: Elektrische Zentralanlagen und Leitungen, 2; Schwachstromtechnik, 2, Übungen; Grundzüge der Elektrotechnik, 2; Theorie der Wechselströme, 2; Elektrotechnisches Laboratorium: Praktikum II, 3. —

v. Hell: Unorganische Chemie, 4; Organische Chemie, 5; Übungen im Laboratorium für reine und pharmazeutische Chemie, tägl. außer Sonnabend. — **Müller**: Elektrochemie, 2; Technische Chemie, 2; Analytische Chemie auf physikochemischer Grundlage, 1; Übungen im Laboratorium für Elektrochemie und technische Chemie, tägl. außer Sonnabend. — **Häussermann**: Chemische Technologie der Brenn- und Leuchtstoffe, 2. — **Küster**: Pharmazeutische Chemie, 2; Chemie der Nahrungsmittel, Genußmittel und Gebrauchsgegenstände, 2. — **Kauffmann**: Repetitorium der unorganischen Chemie, 2; Kolloquium über organische Chemie, 2; Farbenchemie, 2. — **Schmidt**: Analytische Chemie, 2; Einführung in die Stöchiometrie, 1; Organische Chemie für Vorgeschrittene, 2. — **Philip**: Maßanalyse, 1. — **Rohland**: Technologie der Mörtelmaterialien, 1 *g*; Unorganische Chemie mit Berücksichtigung technischer Prozesse, 1 *g*. — **Brunner**: Photochemie mit besonderer Berücksichtigung der Photographie, 1. — **Obermiller**: Der Steinkohlenteer und die Zwischenprodukte der organisch-chemischen Großindustrie, 1. —

Haller: Trigonometrie, 2, Übungen, 2. — **Stübler**: Niedere Analysis, 4; Synthetische Geometrie, 3. — **Bretschneider**: Repetitionen in niederer Mathematik, 2. — **Wölffing**: Elemente der Differential- und Integralrechnung, 3, Übungen, 1; Funktionentheorie, 3. — **N. N.**: Analytische Geometrie des Raumes, 2, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der neueren analytischen Geometrie der Ebene und des Raumes einschließlich Invariantentheorie, 3; Kurvendiskussion mit Übungen, 1; Differential- und Integralrechnung II, 4, mit Übungen III, 3, mit Übungen; Mathematisches Seminar, 1. — **Mehmke**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 6; Analytische Mechanik, 3, Übungen, 1; Mathematisches Seminar, 1. — **Roth**: Schattenkonstruktionen und Beleuchtungskunde, 4. — **Kriemler**: Technische Mechanik, 6, Übungen, 2. — **Heer**: Plan- und Geländezeichnen, 4; Geodätische Übungen, 4. — **Hammer**: Ausarbeitung der geodätischen Aufnahmen, 2; Praktische Geometrie: Vermessungskunde I, 3, Übungen, 4 und 2; Kartenprojektionen für kartographische und geodätische Zwecke, 2; Grundzüge der höheren Geodäsie, 2. —

Universität Tübingen.

Paschen: Experimentalphysik: Schall, Wärme, Magnetismus und Elektrizität, 5; Physikalische Übungen für Anfänger, 4; Selbständige physikalische Untersuchungen, tägl. — **Waitz**: Theorie des Lichtes, 3, Übungen, 2; Meteorologie und Klimatologie, 1. — **Gans**: Elektronentheorie, 2; Das absolute Maßsystem und die absoluten Messungen, 1. —

Wislicenus: Allgemeine Chemie I: Anorganische Chemie, 5, Ergänzungen, 1; Praktische Übungen im Laboratorium, tägl.; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Bülow); Chemisch-pharmazeutisches Praktikum (mit Weinland); Präparative Arbeiten (mit Wedekind); Anleitung zu selbständigen Untersuchungen (mit Bülow, Weinland und Wedekind). — **Thierfelder**: Organische Chemie für Mediziner, 4; Praktisch-chemische Übungen für Anfänger I: Qualitative Analyse, 6, II: Quantitative Analyse, 6; Physiologisch-chemische Arbeiten für Geübtere, tägl. — **Bülow**: Analytische Chemie I, 3; Chemie und Technologie künstlicher, organischer Farbstoffe: Triphenylmethanabkömmlinge, Induline und Safranine, 1. — **Weinland**: Chemie der Arzneistoffe I: Anorganisch, 2; Quantitative Untersuchung der Arzneistoffe, 1; Chemie der Nahrungsmittel, 1. — **Wedekind**: Theoretische und physikalische Chemie, in elementarer Form, 2; Chemie der aromatischen Verbindungen I: Benzolderivate, 2; Physikochemische und gasanalytische Übungen, 2. — **Letsche**: Die Fermente und ihre Wirkungen, 1. —

v. Brill: Einführung in die höhere Mathematik, 4; Theorie der algebraischen Kurven, 3; Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **Maurer**: Höhere Algebra, 4; Höhere Analysis II, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **Happel**: Partielle Differentialgleichungen der mathematischen Physik, 1; Versicherungsmathematik, 1 oder 2. —

Universität Wien.

Franz Exner: Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten I, 6, für Chemiker und Naturhistoriker, 6; Physikalische Übungen für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Konversatorium (mit v. Schweidler), 1 *g*. — **Hasenöhrl**: Wärmelehre, 5; Proseminar für theoretische Physik, 1 *g*; Seminar für theoretische Physik, 1 *g*. — **Lampa**: Der Wechselstrom, 2; Die Verflüssigung der Gase, 1. — **v. Schweidler**: Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten I, 6; Experimentalphysik für Pharmazeuten, 5. — **Meyer**: Elemente der theoretischen Physik I, 5. — **Haschek**: Physikalisches Praktikum für Vorgeschrittene, 8; Experimente zur Optik, 3. — **Kohl**: Grundzüge der elektromagnetischen Lichttheorie, 2. — **Przibram**: Kapillarität, 1. — **Ehrenhaft**: Theorie des Wechselstromes, 1. — **Hann**: Allgemeine Meteorologie, 2; Klima von Europa, besonders von Österreich-Ungarn, 1. — **Felix Exner**: Prak-

tische Meteorologie, 1. — **Conrad**: Berechnung periodischer Erscheinungen mit Beispielen aus der Meteorologie und kosmischen Physik, 1. — **Defant**: Thermodynamik der Atmosphäre, 2. —

Skraup: Chemische Übungen für Anfänger, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, 4; Arbeiten im II. chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene, tägl.; Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 5. — **Wegscheider**: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung der Metalle, 5; Physikalisch-chemisches Kolloquium, 1 *g*; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. außer Sonnabend; Arbeiten im I. chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene (mit Wenzel und Pollak), tägl. — **Herzig**: Chemie der Benzolderivate, 5; Übungen aus pharmazeutischer Chemie für Pharmazeuten, tägl. außer Sonnabend. — **Schacherl**: Ausgewählte Kapitel der Chemie und Technologie der Nahrungsmittel, 2. — **Franke**: Anleitung zur Ausführung chemisch-wissenschaftlicher Arbeiten, tägl. — **Pollak**: Chemische Technologie: Organische Farbstoffe und ihre Anwendungen, mit Exkursionen, 2; Färberei-chemische Übungen, 5. — **Wenzel**: Chemische Technologie: Brennstoffe, 1. — **Billiter**: Technische Elektrochemie, 2. — **M. Kohn**: Anleitung zur Ausführung chemisch-wissenschaftlicher Arbeiten, tägl.; Die synthetischen Methoden der organischen Chemie, 1. —

Escherich: Bestimmte Integrale und Variationsrechnung, 5; Proseminar für Mathematik, 1 *g*; Seminar für Mathematik, 2 *g*. — **Mertens**: Differential- und Integralrechnung, 5, Übungen, *g*; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*; Übungen im mathematischen Proseminar, 1 *g*. — **Wirtinger**: Differentialgleichungen, 5; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Mathematisches Proseminar, 1 *g*. — **G. Kohn**: Analytische Geometrie, 4, Übungen, 1 *g*; Invariantentheorie mit geometrischen Anwendungen, 2. — **Tauber**: Versicherungsmathematik, 4. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik I, 3. — **Hahn**: Integralgleichungen, 3. — **Hanni**: Ausgewählte Kapitel der Funktionentheorie, 2. — **Schrutka**: Differentialgeometrie, 1. — **Tietze**: Analysis situs, 2. — **Hepperger**: Sphärische Astronomie, 4; Über spektroskopische Doppelsterne, 1 *g*. — **Schram**: Zeitrechnung verschiedener Völker und Umrechung von Daten verschiedener Ären, mit besonderer Rücksicht auf Historiker, 1. — **Prey**: Bahnbestimmung der Planeten und Kometen, 2. — **Herz**: Die kosmischen Ursachen der Eiszeiten, 2. —

Technische Hochschule Wien.

Jäger: Physik, 5; Optik für die Hörer des geodätischen Kurses, 2. — **Mache**: Physik, 5. — **Liznar**: Meteorologie und die wichtigsten Lehren der Klimatologie für Ingenieure, 2. — **Sahulka**: Grundlagen der Elektrotechnik, 4; Elektrotechnische Meßkunde, 2. — **Reithoffer**: Allgemeine Elektrotechnik, 2; Übungen zu den Grundlagen der Elektrotechnik, 4; Elektrische Schwingungen und Wellen, 2. — **Pichelmayer**: Dynamobau, 5, Konstruktionsübungen II, 10. — **Hochenegg**: Elektrische Arbeitsübertragung, 3; Bau und Betrieb elektrischer Anlagen, 2. — **Jüllig**: Elektrische Telegraphie und Eisenbahn-Signalwesen, 2. — **Kick**: Mechanische Technologie II, 5. — **Hauptfleisch**: Mechanische Technologie III, 5. — **Ludwik**: Mechanische Technologie, 5; Technologische Mechanik, 1. —

Suida: Allgemeine Experimentalchemie II: Organische Chemie II, 4; Chemische Technologie organischer Stoffe, 5, Übungen, 20. — **Bamberger**: Allgemeine Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 6, Übungen, 20; Enzyklopädie der technischen Chemie, 3; Praktische Übungen in der Ausführung technischer Proben, 3. — **Vortmann**: Analytische Chemie, 4, Übungen, 20. — **v. Jüptner**: Theoretische und physikalische Chemie II, 2; Chemische Technologie anorganischer Stoffe, 5, Übungen, 20; Technische Feuerungen, 5. — **Moser**: Die Methoden der technischen und exakten Gasanalyse, 2. — **Praetorius**: Ausgewählte Kapitel aus der physikalischen Chemie organischer Verbindungen, 1; Physikalisch-chemisches Messen und Rechnen, 1. — **Skrabal**: Qualitative chemische Analyse, 2. — **Böck**: Chemie der metallorganischen Verbindungen, 1; Katalytische Prozesse in der organischen Chemie, 1. — **Paweck**: Theoretische Elektrochemie, 2; Die elektrischen Akkumulatoren, 1. — **Abel**: Chemische Kinetik, 1; Theorie und Praxis der galvanischen Elemente mit besonderer Berücksichtigung der Akkumulatoren, 1. — **Klimont**: Chemie der Fette, 1. — **Lippmann**: Chemie der Benzolderivate, 3. — **Ulzer**: Technische Analyse organischer Stoffe, 2. — **Eder**: Photochemie und angewandte Photographie, 1; Photographisches Praktikum, 4. — **Lafar**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2. — **Strache**: Gasfeuerungen. — **Erban**: Chemische Textilindustrie I und II, 2. — **Ruß**: Chemische Technologie der Gase, 2. —

Zsigmondy: Mathematik I, 5, Korrepetitionen, 2. — **Czuber**: Mathematik II, 5, Korrepetitionen; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3. — **N. N.**: Grundlehren der höheren Mathematik, 4, Korrepetitionen, 1. — **Reich**: Ausgewählte Kapitel aus der höheren Algebra, 2. — **v. Schrutka**: Enzyklopädie der höheren Mathematik für Lehramtskandidaten, 2. — **Tauber**: Versicherungsmathematik I, 4, II, 2. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik, 3. — **Müller**: Darstellende Geometrie, 5, Konstruktives Zeichnen, 6; Zyklographie, 2, Konstruktionsübungen, 2; Seminar für darstellende Geometrie, 2. — **Schmid**: Darstellende Geometrie, 4, Konstruktionsübungen, 6; Projektive Geometrie I, 3, Konstruktionsübungen, 2. — **Finger**: Mechanik I: Mechanik der starren und flüssigen Körper, 5, Korrepetitionen; Enzyklopädie der Mechanik, 5. — **Jung**: Mechanik I: Mechanik der starren und flüssigen Körper, 5; Einführung in die Vektoranalysis, 1; Hydrodynamik, 2. — **N. N.**: Allgemeine Mechanik, 3. — **Kirsch**: Mechanik II: Elastizitäts- und Festigkeitslehre, 6. — **Girtler**: Analytische Mechanik der flüssigen Körper, 2; Dynamik der materiellen Punktsysteme im allgemeinen und des starren Körpers im besonderen, 2. — **Leon**: Analytische Mechanik des elastischen, festen Körpers: Theorie der Elastizität und Festigkeit, $1^1/_2$. — **Pollack**: Elemente der niederen Geodäsie, $4^1/_2$. — **Dolezal**: Praktische Geometrie, $4^1/_2$, Übungen, 5; Situationszeichnen, 4, Geodätischer Kurs, 4; Photogrammetrie, 1, Übungen, 2; Photo- und Stereophotogrammetrie, $1^1/_2$, Übungen, 2. — **Tinter**: Höhere Geodäsie, 4; Übungen im Beobachten und Rechnen, 3; Geodätische Rechenübungen, $2^1/_2$. —

Universität Würzburg.

Wien: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, Magnetismus, statische Elektrizität, 5; Praktische Übungen, 4 bzw. 10; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Cantor**: Elektrizität und Magnetismus, 4. — **Harms**: Übersicht über die Elektronentheorie, Relativitätstheorie, 2. —

Medicus: Chemische Technologie, 4; Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 5; Praktikum für Pharmazeuten, halb- und ganztägig; Kursus technisch-chemischer Analysen, 2 halbe Tage; Praktikum in allen Richtungen der angewandten Chemie und Nahrungsmittelanalyse, halb- oder ganztägig. — **Tafel**: Anorganische Experimentalchemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Manchot), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Pauly), 8; Vollpraktikum für präparative Arbeiten, tägl.; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen (mit Manchot), tägl. — **Manchot**: Analytische Chemie, Ergänzung des analytisch-chemischen Praktikums, 3. — **Reitzenstein**: Über isozyklische Verbindungen, 2. — **Pauly**: Die Terpen- und Kampfergruppe, 1. — **Schlotterbeck**: Moderne chemische Literatur, 1 *g*. —

Rost: Differentialrechnung mit Einleitung in die höhere Analysis, 4, Übungen, 2 *g*; Analytische Geometrie des Raumes, 4; Astrometrie II: Astronomische Zeit- und Ortsbestimmungen, 2, Praktische Übungen auf der Sternwarte; Analytische Geometrie der Ebene, 4; Determinantentheorie, 2; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*. — **v. Weber**: Differentialgleichungen, 4; Theorie der ebenen algebraischen Kurven, 3; Darstellende Geometrie III: Axonometrie und Perspektive, $1^1/_2$ *g*; Ergänzungen und Übungen zur Geometrie der Kegelschnitte, 2 *g*. —

Universität Zürich.

Kleiner: Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, $^1/_2$ Tag, für Vorgerücktere, tägl. — **Einstein**: Einführung in die Mechanik, 4; Thermodynamik, 2; Physikalisches Seminar, 1. — **Adler**: Erkenntnistheoretische Einleitung in die Physik, 1; Theorie statischer elektrischer Felder, 1. — **Greinacher**: Radioaktivität, mit Experimenten, 1. —

Werner: Anorganische Experimentalchemie, 5; Organische Chemie II, 2; Chemisch-analytisches Praktikum, tägl.; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere: Präparative Arbeiten, Ausführung selbständiger Arbeiten, tägl.; Chemisches Halbpraktikum, halbtägig. — **Abeljanz**: Qualitative chemische Analyse, 2; Anleitung zu chemischen Arbeiten im Laboratorium, 1; Chemisches Kolloquium, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Mediziner, Veterinäre und Naturwissenschaftler, 3 Tage, für Anfänger und Vorgerücktere (Nichtchemiker), tägl., für Lehramtskandidaten, 6; Übungen im Untersuchen von Lebensmitteln, 4 oder 8. — **Pfeiffer**: Einleitung in die physikalische Chemie, 2; Stereochemie, 2; Alkaloide, 1. — **Grün**: Naphthene, Terpene und Kampfer, 2; Bestimmung der Atomgruppen in organischen Verbindungen, 1. —

Schmidt: Einführung in die Differential- und Integralrechnung, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der Differentialgleichungen, 4; Übungen für Vorgerücktere, 2. — **Weiler**: Darstellende Geometrie I, mit Übungen, 4; Analytische Geometrie I, mit Übungen, 4; Mathematische Geographie, 2. — **Gubler**: Algebraische Analysis, 2; Inhalt und Methode des geometrischen Unterrichts an Mittelschulen, 1; Sphärische Trigonometrie, 1. — **Wolfer**: Einleitung in die Astronomie, 3, Übungen, 2; Bahnbestimmung von Planeten und Kometen, 2. —

Technische Hochschule Zürich.

H. F. Weber: Physik, 4, Repetitorium, 1; Prinzipien, Apparate und Meßmethoden der Elektrotechnik, 4; Wechselstromsysteme und Wechselstrommotoren, 2; Elektrische Schwingungen, 2; Elektrotechnisches Laboratorium, 8, 16; Wissenschaftliche Arbeiten in den physikalischen Laboratorien, 8, 12, 24; Experimentelle Untersuchungen in Wechselstrom und an Wechselstrommotoren, 4. — **Weiß**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4; Wissenschaftliche Arbeiten in den physikalischen Laboratorien, 8, 12, 24. — **Schweitzer**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Optik, 2; Graphische Methoden in der Wechselstromtechnik, 2; Thermodynamik, 2. — **Cherbuliez**: Eulers Arbeiten auf dem Gebiete des Maschinen- und Ingenieurwesens, 1; Kapillarität, Geschichte und Theorie, 1; Geschichte der Physik im 17. und 18. Jahrhundert III, 2. — **Wyßling**: Elektrische Zentralanlagen II, 2, Übungen und Konstruktionen, 3; Elektrische Kraftübertragung und Beleuchtung, 3, Repetitorium, 1. — **Tobler**: Elektrische Signalapparate für Eisenbahnen, 2; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Schwachstromtechnik I, 1; Militärtelegraphie und -telephonie, 1. — **Farny**: Bau von Dynamomaschinen II, 2, Maschinenkonstruieren, 6; Demonstrationen in der elektrischen Abteilung des Maschinenlaboratoriums, 1/2 Tag; Wechelstrom-Kommutator-Motoren, 1; Entwicklung der Dynamotheorie, 1. — **Barbieri**: Photographie I, 2; Photographisches Praktikum, 2. —

Treadwell: Analytische Chemie I, 2; Gasanalyse, mit Übungen, 1; Chemie, 2, Repetitorium, 1; Analytisches Praktikum, 16 bzw. 10; Analytisch-chemisches Praktikum, 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Berl**: Theorie chemisch-technischer Prozesse, 2; Ausgewählte Kapitel aus der chemischen Technologie, 1. — **Boßhard**: Anorganisch-chemische Technologie, 4, Repetitorium, 1; Heizung, 2; Metallurgie, 2, Repetitorium, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Céresole**: Bleicherei, Färberei, Farbstoffe, 4, Repetitorium, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Constam**: Feuerungs- und gastechnische Anwendungen der Thermochemie, 1; Untersuchung, Verwendung und Begutachtung der Brennmaterialien, 1. — **Hartwich**: Pharmakognosie, 5; Lebensmittelanalyse mit Übungen, 2; Technische Mikroskopierübungen I: Fasern und Stärke, 1/2 Tag; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 12; Mikroskopische Untersuchung pharmazeutischer Drogen, 1/2 Tag; Pharmakognostische Übungen für Vorgerücktere, tägl.; Gerichtlich-chemisches Praktikum, 4 halbe Tage. — **Kaufler**: Konstitutionsbestimmung organischer Substanzen, 1 *g*. — **N. N.**: Physikalische Chemie II, 2; Allgemeine Elektrochemie, 2; Physikalisch-chemisches Praktikum, 1/2 Tag; Elektrochemisches Praktikum, 1/2 Tag; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium, tägl. — **Ott**: Theorie und Praxis der Leuchtgasindustrie, 1. — **Schmidlin**: Geschichte der Chemie, 1; Chemie der Alkaloide, 1. — **Schulze**: Agrikulturchemie I: Pflanzenernährungslehre, 2; Landwirtschaftlich-chemische Technologie: Zucker- und Spiritusfabrikation, 2; Übungen im agrikulturchemischen Laboratorium, 8; Agrikulturchemisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl. — **Willstätter**: Anorganische Chemie, 6, Repetitorium, 1; Organische Chemie II: Benzolderivate, 2, Repetitorium, 1; Analytisches Praktikum, 16 bzw. 10; Analytisch-chemisches Praktikum, 24; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl. — **Winterstein**: Anorganische Chemie, 4, Repetitorium, 1; Chemie der Milch und Milchprodukte, 2; Untersuchung landwirtschaftlichwichtiger Produkte, 1. —

Großmann: Darstellende Geometrie, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 4; Geometrie der Lage, 4. — **Baeschlin**: Vermessungskunde II, 4, Repetitorium, 1; Erdmessung, 2; Geodätisches Praktikum, 2. — **Beyel**: Rechenschieber mit Übungen, 1; Darstellende Geometrie, 2; Projektive Geometrie, 1; Analytische Geometrie des Raumes und der Flächen 2. Grades, 2. — **Burger**: Graphische Vervielfältigung, 2. — **Dumas**: Algebraische Funktionen einer unabhängigen Veränderlichen, 2; Graphische Rechnung, 1. — **Du Pasquier**: Versicherungsmathematik II, 2; Methode der kleinsten Quadrate, 1; Historische Entwicklung des Zahlenbegriffes, 1. — **Franel**: Höhere Mathematik, 5, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Theorie der Differentialgleichungen, 4, Repetitorium, 1. — **Geiser**: Analytische Geometrie, 4, Repetitorium, 1; Elemente der Ballistik, 1. — **Hirsch**: Höhere Mathematik I, 5, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Differentialgleichungen, 4, Übungen, 1. — **Hurwitz**: Zahlentheorie, 4; Mathematisches Seminar (mit Kollros), 2. — **Keller**: Mathematik, 4; Monokonfokale Kegelschnitte (konstruktiv-geometrisch), 2. — **Kienast**: Näherungsmethoden, 3. — **Kollros**: Beschreibende Geometrie, 4 und 2, Übungen, 4, Repetitorium, 1; Geometrie der Lage, 3. — **Kraft**: Analytische Mechanik, 5; Geometrischer Kalkül III, 2; Vektoranalysis, 3; Geschichte der Mathematik und Mechanik, 2. — **Meißner**: Mechanik II, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2. — **Rudio**: Höhere Mathematik, 5, Übungen, 2. — **Wolfer**: Einleitung in die Astronomie, 3, Übungen, 2; Bahnbestimmung von Planeten und Kometen, 2. —

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 21. | 1. November 1909. Redaktionsschluß für No. 22 am 23. Oktober 1909. | 10. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur elektromagnetischen Mechanik.

Von Max Abraham.

Herr G. Nordström[1]) hat in dieser Zeitschrift auf einige Unterschiede hingewiesen, welche zwischen dem von mir aufgestellten Systeme der Elektrodynamik bewegter Körper[2]) und gewissen Ansätzen der Minkowskischen Mechanik[3]) bestehen. Ich nehme Gelegenheit, auf das von Herrn Nordström aufgestellte Problem, sowie auf einige mit ihm in Verbindung stehende Fragen der elektromagnetischen Mechanik einzugehen.

Falls Dielektrizitätskonstante und magnetische Permeabilität des Körpers — wie in dem von Herrn Nordström behandelten Falle — beide gleich eins angenommen werden, so gelten für die elektromagnetischen Spannungen die bekannten Ausdrücke, welche, rationelle Einheiten vorausgesetzt, lauten:

$$\left.\begin{aligned} X_x &= \frac{1}{2}(\mathfrak{E}_x^2 - \mathfrak{E}_y^2 - \mathfrak{E}_z^2) + \frac{1}{2}(\mathfrak{H}_x^2 - \mathfrak{H}_y^2 - \mathfrak{H}_z^2), \\ Y_y &= \frac{1}{2}(\mathfrak{E}_y^2 - \mathfrak{E}_z^2 - \mathfrak{E}_x^2) + \frac{1}{2}(\mathfrak{H}_y^2 - \mathfrak{H}_z^2 - \mathfrak{H}_x^2), \\ Z_z &= \frac{1}{2}(\mathfrak{E}_z^2 - \mathfrak{E}_x^2 - \mathfrak{E}_y^2) + \frac{1}{2}(\mathfrak{H}_z^2 - \mathfrak{H}_x^2 - \mathfrak{H}_y^2); \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

$$\left.\begin{aligned} X_y = Y_x &= \mathfrak{E}_x \mathfrak{E}_y + \mathfrak{H}_x \mathfrak{H}_y, \\ Y_z = Z_y &= \mathfrak{E}_y \mathfrak{E}_z + \mathfrak{H}_y \mathfrak{H}_z, \\ Z_x = X_z &= \mathfrak{E}_z \mathfrak{E}_x + \mathfrak{H}_z \mathfrak{H}_x. \end{aligned}\right\} \quad (1a)$$

Ferner sind elektromagnetischer Energiestrom ($\mathfrak{S}$) und elektromagnetische Impulsdichte ($\mathfrak{g}$) beide bestimmt durch den Vektor

$$\mathfrak{z} = \mathfrak{S}/c = c\mathfrak{g} = [\mathfrak{E}\mathfrak{H}], \quad (1b)$$

und endlich ist die Energiedichte:

$$\psi = \frac{1}{2}\mathfrak{E}^2 + \frac{1}{2}\mathfrak{H}^2. \quad (1c)$$

Führt man, mit Minkowski, statt der Zeit t die Variable

$$u = ict \quad (2)$$

als vierte Raumkoordinate ein, und betrachtet die Gruppe der orthogonalen „allgemeinen Lorentzschen Transformation", welche den Ausdruck

$$x^2 + y^2 + z^2 + u^2 \quad (2a)$$

ungeändert lassen, so findet man, daß sich die zehn Größen:

$$\left.\begin{aligned} &X_x,\ Y_y,\ Z_z;\ X_y = Y_x,\ Y_z = Z_y,\ Z_x = X_z; \\ &X_u = U_x = -i\mathfrak{z}_x,\ Y_u = U_y = -i\mathfrak{z}_y, \\ &Z_u = U_z = -i\mathfrak{z}_z;\ U_u = \psi, \end{aligned}\right\} \quad (2b)$$

transformieren wie die Quadrate und die Produkte:

$$x^2,\ y^2,\ z^2;\ xy,\ yz,\ zx;\ xu,\ yu,\ zu;\ u^2$$

der vier Koordinaten.

Wie das System der sechs Spannungskomponenten durch deren Verhalten bei den Drehungen des dreidimensionalen Raumes als (dreidimensionaler) Tensor oder „Tensortripel" gekennzeichnet ist, so wird man, im Sinne Minkowskis, das obige System der zehn Größen, entsprechend deren Verhalten bei den Drehungen des vierdimensionalen Raumes, als vierdimensionalen Tensor oder „Tensorquadrupel" bezeichnen.

Nach H. A. Lorentz leitet sich nun die an der Volumeinheit eines bewegten Körpers angreifende ponderomotorische Kraft des elektromagnetischen Feldes ab aus den „Impulsgleichungen"

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{K}_x &= \frac{\partial X_x}{\partial x} + \frac{\partial X_y}{\partial y} + \frac{\partial X_z}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{g}_x}{\partial t}, \\ \mathfrak{K}_y &= \frac{\partial Y_x}{\partial x} + \frac{\partial Y_y}{\partial y} + \frac{\partial Y_z}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{g}_y}{\partial t}, \\ \mathfrak{K}_z &= \frac{\partial Z_x}{\partial x} + \frac{\partial Z_y}{\partial y} + \frac{\partial Z_z}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{g}_z}{\partial t}, \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

während die Summe von Joulescher Wärme (Q) und Arbeit jener Kraft sich aus der „Energiegleichung" ergibt:

$$Q + (\mathfrak{w}\mathfrak{K}) = -\frac{\partial \mathfrak{S}_x}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{S}_y}{\partial y} - \frac{\partial \mathfrak{S}_z}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial t}. \quad (3a)$$

Setzt man, indem man die Geschwindigkeit $\mathfrak{w}$ auf die Lichtgeschwindigkeit c als Einheit bezieht,

1) G. Nordström, diese Zeitschr. **10**, 681, 1909.
2) M. Abraham, Rendiconti del circolo matematico di Palermo, **28**, 1909.
3) H. Minkowski, Gött. Nachr. 1908.

$$\mathfrak{w} = c\mathfrak{q}, \qquad (3b)$$

und ferner

$$\mathfrak{K}_u = i\left\{\frac{Q}{c} + (\mathfrak{q}\,\mathfrak{K})\right\}, \qquad (3c)$$

so kann man, unter Verwendung der in (2b) angegebenen Bezeichnungen, die Impulsgleichungen (3) und die Energiegleichung (3a) zusammenfassen in das System der vier Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{K}_x &= \frac{\partial X_x}{\partial x} + \frac{\partial X_y}{\partial y} + \frac{\partial X_z}{\partial z} + \frac{\partial X_u}{\partial u}, \\ \mathfrak{K}_y &= \frac{\partial Y_x}{\partial x} + \frac{\partial Y_y}{\partial y} + \frac{\partial Y_z}{\partial z} + \frac{\partial Y_u}{\partial u}, \\ \mathfrak{K}_z &= \frac{\partial Z_x}{\partial x} + \frac{\partial Z_y}{\partial y} + \frac{\partial Z_z}{\partial z} + \frac{\partial Z_u}{\partial u}, \\ \mathfrak{K}_u &= \frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} + \frac{\partial U_z}{\partial z} + \frac{\partial U_u}{\partial u}. \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

Nun transformieren sich bei den Drehungen des vierdimensionalen Raumes die Operationszeichen $\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}, \frac{\partial}{\partial u}$ wie die Komponenten x_1, y_1, z_1, u_1 eines vierdimensionalen Vektors (erster Art), während die dem skalaren Produkte entsprechende Verbindung der Komponenten zweier solcher Vektoren:

$$x_1 x + y_1 y + z_1 z + u_1 u$$

eine Invariante (vierdimensionaler Skalar) ist. Es folgt, daß die durch die Gleichungen (4) aus dem vierdimensionalen Tensor abgeleiteten vier Größen $\mathfrak{K}_x, \mathfrak{K}_y, \mathfrak{K}_z, \mathfrak{K}_u$ die Komponenten eines vierdimensionalen Vektors (erster Art) sind.

Wir wenden diesen Satz an auf die „spezielle Lorentzsche Transformation":

$$\left.\begin{aligned} \varkappa x' &= x + i\beta u \\ \varkappa u' &= u - i\beta x \end{aligned}\right\} \varkappa = \sqrt{1-\beta^2}. \qquad (5)$$

Genau so, wie die Koordinaten (x, u), transformieren sich, beim Übergange vom Bezugssysteme Σ zu Σ', die Komponenten $\mathfrak{K}_x, \mathfrak{K}_u$:

$$\left.\begin{aligned} \varkappa \mathfrak{K}_x' &= \mathfrak{K}_x + i\beta \mathfrak{K}_u, \\ \varkappa \mathfrak{K}_u' &= \mathfrak{K}_u - i\beta \mathfrak{K}_x. \end{aligned}\right\} \qquad (5a)$$

Umgekehrt erhält man

$$\left.\begin{aligned} \varkappa \mathfrak{K}_x &= \mathfrak{K}_x' - i\beta \mathfrak{K}_u', \\ \varkappa \mathfrak{K}_u &= \mathfrak{K}_u' + i\beta \mathfrak{K}_x'. \end{aligned}\right\} \qquad (5b)$$

Der betrachtete Körper mag in Σ' ruhen. In Σ hat er dann die konstante Geschwindigkeit $c\beta$ parallel der x-Achse. Gemäß (3c) ist

$$\mathfrak{K}_u = i\frac{Q}{c} + i\beta \mathfrak{K}_x,$$

$$\mathfrak{K}_u' = i\frac{Q'}{c}.$$

Aus (5a) folgt somit:

$$Q = \varkappa Q', \qquad (6)$$

und aus (5b):

$$\varkappa \mathfrak{K}_x = \mathfrak{K}_x' + \frac{\beta Q'}{c}. \qquad (7)$$

Die beiden letzten Gleichungen ermöglichen es, die Kraft und Wärme in Σ anzugeben, wenn Kraft und Wärme in dem System Σ', in welchem der Körper ruht, bekannt sind.

Bei der von Herrn Nordström zur Diskussion gestellten Aufgabe handelt es sich um eine Platte, welche parallel der z-Achse von Gleichstrom durchflossen ist. In dem Bezugssystem Σ', in dem die Platte ruht, sind die Feldkomponenten:

$$\mathfrak{E}_x' = 0, \quad \mathfrak{E}_y' = 0, \quad \mathfrak{E}_z' = \frac{\mathfrak{i}_z'}{\sigma};$$

$$\mathfrak{H}_x' = 0, \quad \mathfrak{H}_y' = \frac{x'\,\mathfrak{i}_z'}{c}, \quad \mathfrak{H}_z' = 0.$$

Aus (1) ergeben sich die Werte der Normalspannungen:

$$X_x' = -\frac{1}{2}\frac{\mathfrak{i}_z'^2}{\sigma^2} - \frac{1}{2}\frac{x'^2\,\mathfrak{i}_z'^2}{c^2},$$

$$Y_y' = -\frac{1}{2}\frac{\mathfrak{i}_z'^2}{\sigma^2} + \frac{1}{2}\frac{x'^2\,\mathfrak{i}_z'^2}{c^2},$$

$$Z_z' = +\frac{1}{2}\frac{\mathfrak{i}_z'^2}{\sigma^2} - \frac{1}{2}\frac{x'^2\,\mathfrak{i}_z'^2}{c^2}.$$

Nach (1a) sind alle drei Schubspannungen gleich Null; nach (1b) hat man

$$\mathfrak{S}_x' = -\frac{x'\,\mathfrak{i}_z'^2}{\sigma c}, \quad \mathfrak{S}_y' = \mathfrak{S}_z' = 0.$$

Von y' und z' sind die in Frage kommenden Größen unabhängig, ebenso von u', d. h. von t', da ja das Feld in Σ' ein stationäres ist. Aus (4) folgt mithin:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{K}_x' &= \frac{\partial X_x'}{\partial x'} = -\frac{x'\,\mathfrak{i}_z'^2}{c^2}, \\ \mathfrak{K}_u' &= \frac{\partial U_x'}{\partial x'} = -i\frac{\partial \mathfrak{S}_x'}{\partial x'} = i\frac{\mathfrak{i}_z'^2}{\sigma c}. \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Es ist also, nach (3c), die in Σ' entwickelte Joulesche Wärme

$$Q' = \frac{\mathfrak{i}_z'^2}{\sigma}, \qquad (8a)$$

wie auch ohnedies bekannt ist.

Der Übergang zu dem System Σ, d. h. zu der in Richtung der x-Achse mit der Geschwindigkeit $c\beta$ bewegten Platte, geschieht nun auf Grund von (6) und (7). Es ist in Σ die in Raum- und Zeiteinheit entwickelte Joulesche Wärme:

$$Q = \varkappa Q' = \frac{\mathfrak{i}_z'^2}{\sigma}\cdot\sqrt{1-\beta^2}, \qquad (9)$$

und die an der Volumeinheit angreifende Kraft des elektromagnetischen Feldes:

$$\mathfrak{K}_x = -\frac{x'\,\mathfrak{i}_z'^2}{c^2\sqrt{1-\beta^2}} + \frac{\beta Q}{c(1-\beta^2)}. \qquad (9a)$$

Herr Nordström berechnet die auf die Flächeneinheit der Platte im ganzen wirkende Kraft; dabei fällt das erste Glied weg, und nur das zweite bleibt übrig. Es stimmt mit dem hier auf anderem Wege erhaltenen überein.

Doch mögen an jenen ersten Term des Kraftausdruckes noch einige Bemerkungen geknüpft werden. Er tritt, wie auch aus (8) her-

vorgeht, bereits im Falle der Ruhe auf. In einem ruhenden festen Körper wirkend, wird die elektromagnetische Kraft $\mathfrak{K}_x'$ mechanische Spannungen hervorrufen, deren ponderomotorische Kraft sie kompensiert. Denn es müssen sich an jedem Volumelement des ruhenden Körpers die elektromagnetischen und die mechanischen Kräfte das Gleichgewicht halten. Versteht man jetzt unter $\mathfrak{K}_x'$ nicht die elektromagnetische Kraft, sondern die Resultierende der elektromagnetischen und mechanischen Kraft, so muß sein:

$$\mathfrak{K}_x' = 0. \qquad (10)$$

Was den Wert von $\mathfrak{K}_u'$ anbelangt, so wird dieser durch die hinzukommenden mechanischen Kräfte nicht geändert, da deren Bestehen in dem ruhenden Körper nicht von einer Wärmeentwickelung begleitet ist.

Die soeben erwähnten mechanischen Kräfte sind vom Standpunkte des Relativitätsprinzipes bisher nur wenig diskutiert worden. Offenbar verlangt das Relativitätsprinzip, daß für die mechanischen Kräfte dieselben Transformationsgesetze gelten, wie für die elektromagnetischen, d. h. daß die vier Größen, welche Kraft und Arbeit bestimmen, sich bei den Drehungen des vierdimensionalen Raumes wie die Komponenten eines vierdimensionalen Vektors (erster Art) transformieren. Diese Forderung würde am einfachsten durch die Annahme sich erfüllen lassen, daß die mechanischen Spannungen, der mechanische Energiestrom und Impuls, und die mechanische Energiedichte durch ein System von zehn Größen bestimmt sind, welche einen vierdimensionalen Tensor bilden. Es müßte dann unter anderen die Beziehung zwischen Energiestrom und Impulsdichte, welche gemäß der Lorentzschen Elektrodynamik für das elektromagnetische Feld im Vakuum besteht:

$$c^2 \mathfrak{g} = \mathfrak{S},$$

auch zwischen mechanischer Impulsdichte und Energiestrom Geltung haben. Es ist dieses eine Behauptung, die Herr M. Planck auf der vorjährigen Naturforscherversammlung in Cöln aufgestellt hat[1]; es soll der Energiestrom, welcher durch eine starre kinematische Verbindung übertragen wird, eine solche Bewegungsgröße besitzen. Durch Berücksichtigung dieses Teiles der Bewegungsgröße werden gewisse Schwierigkeiten, welche der Relativitätstheorie des Elektrons erwachsen wenn auch nicht behoben, so doch auf die Begründung jener behaupteten Beziehung zurückgeführt.

Wie dem nun auch sei, so wird, wenn die mechanischen Komponenten von Kraft und Arbeit sich ebenso transformieren, wie die ihnen entsprechenden elektromagnetischen Größen, für das resultierende Größensystem dasselbe gelten.

1) Diese Zeitschr. **9**, 828, 1908.

Es werden also die resultierenden Werte von $\mathfrak{K}_x$, $\mathfrak{K}_u$ sich beim Übergange von Σ' zu Σ den Formeln (5b) gemäß transformieren. Es bleibt demnach für die Wärmeentwickelung die Relation (6) bestehen, während (7) infolge von (10) ergibt:

$$\mathfrak{K}_x = \frac{\beta Q}{c(1-\beta^2)}. \qquad (10a)$$

Es ist somit auch für die einzelnen Volumelemente der erste Term von (9a), durch Berücksichtigung der mechanischen Kräfte, fortgefallen. Aber der zweite Term bleibt bestehen; er stellt eine in Richtung der Bewegung fallende Kraft dar, die der Geschwindigkeit und der entwickelten Jouleschen Wärme proportional ist. Ist das Bestehen dieser Kraft mit dem Prinzip der Relativität vereinbar?

In der auf dem Relativitätsprinzip fußenden Mechanik lautet der Impulssatz:

$$\frac{d}{dt}\left\{\frac{m_0 c \mathfrak{q}}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}\right\} = \mathfrak{K}\, dv. \qquad (11)$$

Dabei ist m_0 die „Ruhmasse" der Materie, welche zur Zeit t das Volumelement dv erfüllt.

Minkowski nimmt nun in seiner Mechanik an, daß die Ruhmasse der Materie konstant sei. Unter dieser Voraussetzung würde offenbar das Bestehen der obigen Kraft bei gleichförmiger Bewegung nicht mit der Beziehung (11) zu vereinbaren sein; es bleibt dann kein anderer Ausweg, als eine Änderung in der Definition der elektromagnetischen Kraft. Minkowski ersetzt denn auch die aus der Impulsgleichung (3) abgeleitete ponderomotorische Kraft durch

$$\mathfrak{K} + \frac{\Phi \mathfrak{q}}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}},$$

wobei Φ die Bedeutung hat:

$$\Phi = \frac{\mathfrak{q}_x \mathfrak{K}_x + \mathfrak{q}_y \mathfrak{K}_y + \mathfrak{q}_z \mathfrak{K}_z + i\mathfrak{K}_u}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}.$$

Mit Rücksicht auf (3c) ist somit

$$\Phi = -\frac{Q}{c\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}$$

und es beträgt die Minkowskische Zusatzkraft

$$-\frac{\mathfrak{q} Q}{c(1-\mathfrak{q}^2)}. \qquad (12)$$

Diese der Minkowskischen Mechanik eigentümliche Zusatzkraft ist demnach so bemessen, daß sie die Kraft (10a) gerade aufhebt.

Indessen erweist sich die Einführung dieser Zusatzkraft eben nur dann als notwendig, wenn man die „Ruhmasse" der Materie als unveränderlich ansieht. Man hat sich jedoch in der elektromagnetischen Mechanik bereits daran gewöhnt, die Masse als veränderliche Größe zu betrachten, und von A. Einstein und M. Planck ist gerade eine Änderung der Masse mit dem Energieinhalt der Materie angenommen worden. Sieht man m_0 als zeitlich variabel an, so folgt aus (11) bei gleichförmiger Bewegung

$$\frac{c\mathfrak{q}}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}\frac{d\,m_0}{dt}=\mathfrak{K}dv=\frac{\mathfrak{q}\,Q\,dv}{c(1-\mathfrak{q}^2)}.$$

Es müßte also die zeitliche Änderung der Ruhmasse betragen:

$$\frac{d\,m_0}{dt}=\frac{Q\,dv}{c^2\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}. \qquad (13)$$

Ist nun μ_0 die „Ruhmassendichte", d. h.

$$m_0=\mu_0\,dv_0\,,$$

so kann man, wegen

$$dv=dv_0\cdot\sqrt{1-\mathfrak{q}^2},$$

auch schreiben:

$$\frac{d\mu_0}{dt}=\frac{Q}{c^2}. \qquad (13a)$$

Demnach kann man die Minkowskische Zusatzkraft entbehren, wenn man annimmt, daß die Entwickelung Joulescher Wärme in dem betreffenden Volumelement von einer Änderung der Ruhmassendichte begleitet ist.

Daß die Minkowskische Zusatzkraft mit Rücksicht auf die Energiegleichung gewisse Schwierigkeiten bereitet, hat Herr Nordström bereits erwähnt.

Bezeichnet man die an der Einheit der Ladung angreifende elektromagnetische Kraft mit $\mathfrak{F}$, so findet man auf Grund von (3) und (3a) für die Joulesche Wärme den Ausdruck:

$$Q=(\mathfrak{i}\mathfrak{F}); \qquad (14)$$

es stellt sich dann die in der Raum- und Zeiteinheit erzeugte Joulesche Wärme dar als skalares Produkt aus der Dichte des Leitungsstromes und der an der Einheit der Ladung angreifenden elektromagnetischen Kraft. Dieser Ausdruck für die Joulesche Wärme wird schon durch die Äquivalenz von Konvektionsstrom und Leitungsstrom nahegelegt. Auf der linken Seite der Energiegleichung (3a) tritt der reversiblen Arbeit der elektromagnetischen Kraft beim Konvektionsstrom die irreversible Arbeit beim Leitungsstrom gegenüber.

Wird jedoch die Minkowskische Zusatzkraft (12) hinzugefügt, die in der Zeiteinheit die Arbeit

$$-\frac{\mathfrak{q}^2 Q}{(1-\mathfrak{q}^2)}$$

leistet, so ist diese Arbeit auf der linken Seite der Energiegleichung im Arbeitsgliede in Rechnung zu stellen; soll diese Gleichung ihre Gültigkeit bewahren, so muß der gleiche Betrag vom Wärmegliede abgezogen werden. Das heißt, in der Minkowskischen Mechanik ist der Ausdruck für die Joulesche Wärme nicht durch (14) gegeben, sondern durch

$$Q_m=Q+\frac{\mathfrak{q}^2 Q}{1-\mathfrak{q}^2}=\frac{(\mathfrak{i}\mathfrak{F})}{1-\mathfrak{q}^2}. \qquad (14a)$$

Es erscheint kaum möglich, das Auftreten eines Geschwindigkeitsfaktors mit den Vorstellungen zu vereinbaren, die man sich vom Zustandekommen des Leitungsstromes macht.

Wir können das Ergebnis unserer Darlegung dahin zusammenfassen, daß man zwischen zwei Möglichkeiten zu wählen hat:

Entweder man nimmt die Ruhmasse der Materie als unveränderlich an. Dann hat man den Impulssatz (3) aufzugeben, und der durch ihn bestimmten ponderomotorischen Kraft die Minkowskische Zusatzkraft (12) hinzuzufügen. Die Joulesche Wärme ist dann, statt durch (14), durch (14a) zu definieren.

Oder man legt der Definition der ponderomotorischen Kraft den Impulssatz (3) zugrunde. Dann gilt für die Joulesche Wärme der Ausdruck (14). Eine Entwickelung von Joulescher Wärme ist dann von einer der Gl. (13a) entsprechenden Zunahme der Ruhmasse begleitet.

Beide Auffassungen sind im Einklang mit dem Postulat der Relativität. Eine experimentelle Entscheidung zwischen ihnen erscheint einstweilen nicht möglich. Es ist daher die Wahl, die man trifft, zum Teil eine Sache des persönlichen Geschmackes. Doch gehe ich wohl nicht fehl, wenn ich annehme, daß die Mehrzahl derjenigen Physiker, welche die Entwickelung der Elektrodynamik verfolgt haben, die zweite Auffassung bevorzugen wird.

In der Abhandlung in den „Rendiconti del circolo matematico di Palermo", auf welche Herr Nordström Bezug nimmt, habe ich die Elektrodynamik bewegter Körper für den allgemeinen Fall beliebiger Dielektrizitätskonstante und Permeabilität dargestellt; ich habe dabei die Theorien von H. Hertz, E. Cohn, H. A. Lorentz und H. Minkowski herangezogen; jede dieser Theorien kennzeichne ich durch die Beziehungen, durch welche sie die elektrische und magnetische Erregung mit der elektrischen und magnetischen Kraft verknüpft. Sind diese Beziehungen gegeben, so folgen aus dem dort entwickelten Systeme die Ausdrücke der Spannungen, der Impulsdichte, des Energiestromes und der Energiedichte, damit auch der ponderomotorischen Kraft und Arbeit. Für die Joulesche Wärme wird dabei die Gl. (14) als allgemein gültig angesehen.

Die Anwendung jenes Systems auf die Minkowskische Elektrodynamik ergibt, daß auch in dem allgemeinen Falle sich die Größen

$$X_x,\;X_y,\;\ldots\ldots\ldots U_u$$

wie die Komponenten eines vierdimensionalen Tensors transformieren, daß insbesondere die Symmetriebeziehungen

$$X_y=Y_x\,,\qquad Y_z=Z_y\,,\qquad Z_x=X_z\,;$$
$$\mathfrak{S}_x=c^2\mathfrak{g}_x\,,\quad \mathfrak{S}_y=c^2\mathfrak{g}_y\,,\quad \mathfrak{S}_z=c^2\mathfrak{g}_z$$

erfüllt sind. Hierin liegt eine weitere Abweichung von Minkowskis Ansätzen, welche diesen

Symmetriebedingungen im allgemeinen Falle nicht genügen.

Die obigen Betrachtungen lassen sich nun ganz unverändert auf Körper beliebiger Dielektrizitätskonstante und Permeabilität übertragen. Auch hier sieht man sich, wenn man auf dem Standpunkte des Relativitätsprinzipes steht, vor die Wahl gestellt, entweder die Minkowskische Zusatzkraft (12) oder die Änderung (13a) der trägen Masse bei Joulescher Wärmeentwickelung anzunehmen.

Wolkenstein im Grödner Tal, Sept. 1909.

(Eingegangen 13. September 1909.)

Über eine typische β-Strahlung des eigentlichen Radiums.

Von Otto Hahn und Lise Meitner.

Die β-Strahlen des Radiums wurden früher nur dem letzten Zerfallsprodukt des schnell zerfallenden Niederschlags, Radium C, zugeschrieben. Vom langsam zerfallenden aktiven Niederschlag wies Rutherford nach, daß das mit einer Periode von etwa 6 Tagen zerfallende Radium E ebenfalls β-Strahlen emittiert. Letztere Substanz wurde dann von Meyer und v. Schweidler in zwei Bestandteile zerlegt, Radium E_1 und Radium E_2, und die β-Strahlen als dem Radium E_2 zugehörig erkannt.

Die unter der Annahme, daß Radium C allein β-Strahlen ausgibt, von Rutherford berechnete Anstiegskurve stimmte mit den Beobachtungen nicht völlig überein. Tatsächlich fand dann H. W. Schmidt, daß auch Radium B eine weiche β-Strahlung emittiert. Seit dieser Zeit haben sich die Ansichten über die Verteilung der β-Strahlung im Radium nicht mehr geändert.

Bei Gelegenheit der Untersuchung der Absorption der Strahlen des aktiven Niederschlags des Radiums haben wir auch Radium selbst in den Kreis unserer Untersuchung gezogen. Es wurde eine verdünnte Radiumlösung auf einem Schälchen eingedampft und einige Stunden darnach auf β-Strahlen und deren Absorption in Aluminium geprüft. Es ergab sich neben geringen Mengen des aktiven Niederschlags, der noch nicht völlig zerfallen war, eine ziemliche weiche Strahlung, die sicher zum größten Teil von Radium E_2 herrührte. Radium E_2 ist nämlich in allen Radiumpräparaten, je nach deren Alter, in größerer oder geringerer Menge enthalten. Untersucht man die β-Strahlen des Radiums im Gleichgewicht mit dem aktiven Niederschlag, so wird man naturgemäß von den β-Strahlen des Radium E_2 nicht viel merken, da sie einerseits weicher, andererseits bei weitem nicht in der Gleichgewichtsmenge vorhanden sind. Wird dagegen die gesamte übrige β-Strahlung des schnell zerfallenden Niederschlags entfernt, so muß die reine Radium-E_2-Strahlung zurückbleiben.

Bei verschiedenen Gelegenheiten fanden wir aber, daß die in solchen Radiumpräparaten zurückbleibende β-Strahlung viel weicher war, als dem Radium E_2 entsprach und diese Beobachtung veranlaßte uns, Radium-E_2-freies Radium zu untersuchen.

Um Radium von Radium D und Radium E zu befreien, kann man zwei Wege einschlagen, einmal die chemische Abtrennung von Radium D und Radium E mittelst Schwefelwasserstoff und eventuell Ammoniak, andererseits die physikalische Abtrennung durch Erhitzen von Radium in sehr dünner Schicht auf sehr hohe Temperatur.

Es wurde eine Radiumlösung mit etwas Kupfersulfat versetzt und das Kupfer mit Schwefelwasserstoff ausgefällt. Im Filtrat wurden Spuren von Eisen mittelst Ammoniak entfernt. Das Filtrat hiervon enthielt dann weder Radium D noch Radium E, da die beschriebenen Fällungsreaktionen beide dazu führen, Radium D und Radium E auszufällen. Das resultierende Radiumfiltrat wurde noch einige Stunden auf dem Wasserbad erwärmt, um dem aktiven Niederschlag Zeit zum Zerfallen zu lassen und gleichzeitig die Emanation zu entfernen. Dann wurde schnell auf einem flachen Schälchen eingedampft, um die Ammoniumsalze zu vertreiben. Falls jetzt noch eine β-Strahlung nachweisbar war, so konnte sie, da sowohl der rasch zerfallende als der langsam zerfallende Niederschlag entfernt war, von keinem dieser Produkte herrühren.

Die Untersuchung des eingedampften Radiumfiltrats ergab eine sehr weiche β-Strahlung, die durch Bedeckung mit einer der schon früher erwähnten Aluminiumfolien auf weniger als ein Viertel ihrer Aktivität herabgedrückt wurde.

Zur Kontrolle wurde auch die zweite oben angegebene Abtrennungsmethode angewendet, nämlich sehr starkes Erhitzen von Radium in dünner Schicht. Es ist schon von Rutherford und Meyer und v. Schweidler nachgewiesen worden, daß Radium D und Radium E bei starkem Glühen flüchtig sind. Wir haben dies ebenfalls geprüft, indem wir ein Radiobleipräparat, das aus Radium-Mutterlauge abgeschieden worden war, auf einem Platinblech kurze Zeit im Gebläse stark erhitzten. Die Aktivität sank auf einen minimalen Betrag ihres Anfangswertes und ließ beim weiteren Verfolgen eine Zunahme nicht erkennen. Daraus folgt, daß beim Erhitzen nicht nur Radium E, sondern auch Radium D weggegangen war.

Wir haben nun wenige Tropfen einer starken Radiumlösung auf einem Platinblech eingedampft

und gleich nach dem Eindampfen die β-Aktivität und deren Durchdringbarkeit festgestellt, die unter Berücksichtigung des Zerfalls des aktiven Niederschlags sich als durchaus normal erwies. Dann wurde im Gebläse kurze Zeit erhitzt und die β-Aktivität wieder gemessen. Sie war durch die Verflüchtigung von Radium *B* und Radium *C* viel geringer geworden, zugleich aber viel weicher. Das Glühen im Gebläse wurde noch einige Male wiederholt unter beständigem Kontrollieren der gesamten β-Aktivität und deren Durchdringungsfähigkeit.

Während anfangs die Aktivität infolge des Glühens noch abnahm, offenbar von Spuren zurückgebliebenen aktiven Niederschlags, wurde nach einiger Zeit ein Punkt erreicht, wo die Aktivität sofort zuzunehmen begann. Die β-Aktivität war aber nicht auf Null gesunken, sondern auf einem konstanten niedrigen Wert stehen geblieben, der auch durch sehr starkes weiteres Glühen nicht mehr herabgesetzt werden konnte.

Diese übrig bleibende β-Strahlung war die weichste, die wir bis jetzt auf direktem Wege nachweisen konnten. Sie wurde von 0,054 mm Aluminium auf weniger als 20 Proz. ihres Wertes herabgedrückt, was einem Absorptionskoeffizienten von mehr als 300 cm^{-1} entspricht. Ein Vergleich der Intensität dieser weichen β-Strahlung mit der von Radium im Gleichgewicht ergab, daß sie bei unsern Versuchsbedingungen nur einen sehr geringen Prozentsatz der Gesamtstrahlung ausmacht. Es war daher von vornherein nicht zu entscheiden, ob die Strahlung vom Radium oder von einem der anderen Radioelemente, bzw. deren Zerfallsprodukten herrührte. Obgleich eine Verunreinigung mit Thorium oder Aktinium a priori sehr unwahrscheinlich war, war die neue β-Strahlung außerdem prinzipiell unterschieden von allen beim Thorium und Aktinium von uns untersuchten β-Strahlungen. Eine einigermaßen ähnliche Durchdringbarkeit zeigt nur das Radioaktinium, doch ist auch die Radioaktinium-Strahlung immer noch beträchtlich durchdringender.

Trotzdem wurde die Abwesenheit von irgendwie meßbaren Mengen von Aktinium in dem verwendeten Radiumsalz sowohl durch die Emanationsmethode, als auf andere Weise direkt nachgewiesen.

Vorsichtshalber wurde auch noch geprüft, ob vielleicht Radium *D*, Radium *E* oder Radium *F* eine weiche β-Strahlung emittieren, die dann durch die härtere Radium-*E*-Strahlung übersehen worden wäre. Tatsächlich haben nämlich Meyer und v. Schweidler[1]) beim langsam zerfallenden Niederschlag des Radiums eine sehr weiche β-Strahlung beobachtet, deren Absorbierbarkeit aber fast 15 mal so groß ist, als die von uns beobachtete und die außerdem bei den von uns eingehaltenen Versuchsbedingungen ebensowenig wie die α-Strahlung zur Wirkung kommen konnte.

Die Prüfung von reinem Polonium, reinem Radium *D* und Radium *E* ergab denn auch in bezug auf die oben gefundene Strahlung ein völlig negatives Resultat.

Es blieb daher nur als Erklärungsmöglichkeit, entweder eine noch unbekannte Verunreinigung, oder die Annahme einer β-Strahlung des eigentlichen Radiums.

Wenn die β-Strahlen von einer zufälligen Verunreinigung herrührten, so mußten Radiumpräparate verschiedener Herstellung und verschiedenen Alters diese Verunreinigung in verschiedener Menge enthalten. Zur Entscheidung über diese Frage wurde der Anteil der weichen β-Strahlung, wenn alle andern strahlenden Produkte entfernt worden waren, im Verhältnis zur maximalen β-Strahlung (d. i. wenn das Radiumpräparat im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten war) bestimmt.

Wir untersuchten einmal verschieden alte Radiumsalze direkt, andererseits wurden mit einer Radiumlösung verschiedene chemische Reaktionen ausgeführt. Von Radiumsalzen gelangte zur Verwendung 1. ein älteres Radiumbromid, das im Jahre 1904 von Giesel hergestellt worden war; 2. ein Präparat, das erst 4 bis 6 Wochen alt war; 3. ein ganz altes Präparat, das sicher noch von vor 1904 herstammte.

Geringe Mengen der reinen Radiumbromidlösung wurden auf Platinblech zur Trockene eingedampft und im Gebläse stark geglüht. Das Glühen wurde so lange fortgesetzt, bis bei weiterem Erhitzen keine Abnahme der β-Aktivität mehr eintrat. Dann wurde die Absorbierbarkeit der β-Strahlung bestimmt und das Präparat nach etwa einem Tage wieder gemessen. Von dem jetzt gefundenen Werte wurde die konstante weiche β-Strahlung abgezogen und der so korrigierte Wert auf den Gleichgewichtsbetrag umgerechnet. In den weiter unten angeführten Resultaten ist die weiche β-Strahlung in Prozenten der so berechneten Gleichgewichtsaktivität ausgedrückt. Um einen Vergleich zu haben, muß man bei dieser Berechnung voraussetzen, daß die Präparate überhaupt nicht, oder zumindest alle im gleichen Verhältnis emanieren.

Außer den verschieden alten Präparaten wurden 2 mg Radiumbromid verschiedenen chemischen Reaktionen unterworfen. Nach Zugabe von geringen Spuren von Kupfer wurde eine Schwefelwasserstoffällung ausgeführt, aus dem Filter mittelst Ammoniak eine äußerst geringe Eisenfällung hergestellt und dann

1) Meyer u. v. Schweidler, Wien. Ber. 115, IIa, 697—711.

das Radium als Karbonat niedergeschlagen. Das Filtrat des Karbonatniederschlags enthielt noch beträchtliche Mengen von Radium, die durch weiteren Zusatz von Barium ausgefällt wurden. Sowohl der Schwefelwasserstoffniederschlag, als der normale Radiumniederschlag, als auch der letztgenannte Barium-Radiumniederschlag wurden auf die weiche β-Strahlung untersucht.

Wir verfuhren so, daß wir die klar filtrierte Lösung 5 Stunden auf dem Wasserbad erhitzten, wodurch die Emanation sich nicht ansammeln kann und der aktive Niederschlag quantitativ zerfällt. Dann wurde zur Trockene eingedampft und die Absorbierbarkeit der Strahlung geprüft. Der Schwefelwasserstoffniederschlag enthielt neben etwas Radium beträchtliche Mengen von Radium E_2, doch konnte die dem Radium E_2 entsprechende β-Aktivität bequem von der weicheren neuen β-Strahlung abgezogen werden, indem man während der Minimumaktivität eine Absorptionskurve aufnahm und die nach wenigen Blättern übrig bleibende Radium-E_2-Strahlung auf die Schichtdicke Null extrapolierte.

Für alle diese Präparate ergab sich innerhalb geringer Abweichungen ein konstanter Wert für das Verhältnis zwischen der weichen β-Strahlung und der Strahlung für Radium im Gleichgewicht. Natürlich ist eine solche Konstanz nur denkbar, wenn man dünne Schichten der betreffenden Substanz untersucht, da ja sonst die weiche β-Strahlung in der Substanz selbst in viel stärkerem Maß absorbiert würde als die durchdringendere des aktiven Niederschlags. Außerdem gelingt es auch bei dicken Schichten niemals, trotz stärksten Glühens den aktiven Niederschlag quantitativ zu entfernen.

Wir geben im folgenden eine Reihe auf die oben beschriebene Weise gewonnener Zahlen wieder, die den Prozentsatz der weichen β-Strahlung zur maximalen β-Strahlung ausdrücken:

	1,20 Proz.
	1,29 „
	1,29 „
	1,27 „
	1,19 „
	1,18 „
Mittel	1,23 Proz.

Die Übereinstimmung dieser Zahlen ist in Anbetracht der Schwierigkeit, absolut vergleichbare Bedingungen zu erhalten, sehr gut und zeigt mit Deutlichkeit, daß das Verhältnis der weichen β-Strahlung zur durchdringenden des aktiven Niederschlags konstant ist.

Wir sind daher zu dem Schluß berechtigt, daß die neue β-Strahlung dem Radium selbst zuzuschreiben ist.

Es mag auffallend erscheinen, daß sich diese konstante β-Strahlung des eigentlichen Radiums so wenig an der gesamten β-Aktivität beteiligt. Doch ist in Betracht zu ziehen, daß in dem von uns benützten Meßinstrument der Boden mit 0,045 mm Aluminium bedeckt ist und daß die strahlende Substanz immer einige Zentimeter vom Boden des Gefäßes entfernt war. Hieraus ergibt sich, daß von vornherein nur etwa 10 Proz. der weichen β-Strahlung in das Meßgefäß gelangen konnten. Da außerdem das Elektroskop die durchdringenden β-Strahlen sicher viel besser ausnützt als die sehr weichen β-Strahlen des Radiums, so sind die gefundenen Werte für die Beteiligung der weichen β-Strahlung durchaus von der richtigen Größenordnung.

Fig. 1 gibt drei Absorptionskurven für die weiche β-Strahlung. Als Ordinaten sind wieder die Logarithmen der Aktivität, als Abszissen die Anzahl der Aluminiumfolien von 0,054 mm

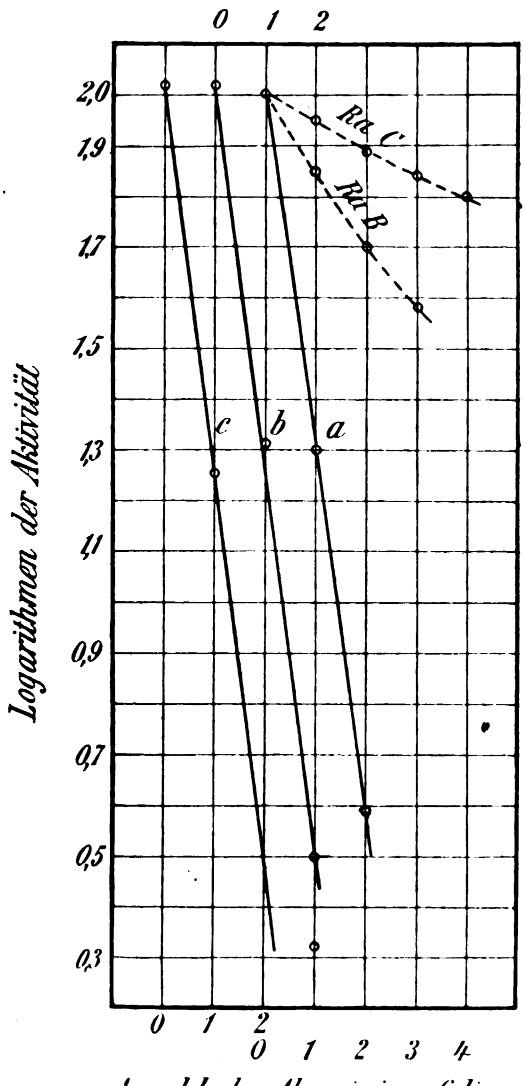


Fig. 1.

Dicke eingetragen. Die gestrichelten Kurven geben zum Vergleich den Verlauf der Absorption für Radium *B*, bzw. Radium *C*. Man sieht schon hieraus, daß die Strahlung des eigentlichen Radiums etwa 5 mal so weich ist wie die Radium-*B*-Strahlung und mindestens 20mal so weich ist wie die Radium-*C*-Strahlung.

Kurve a wurde mit einem starken Präparat aufgenommen, bei dem die Messung so schnell ausgeführt werden konnte, daß sich eine in Betracht kommende Menge aktiven Niederschlags während der Dauer der Messung nicht nachbildete. Die Absorption erfolgt deshalb nach einem Exponentialgesetz.

Für die Kurve b, für die ein schwächeres Präparat zur Verwendung gelangte, wurde die Messung mit zwei Blättern vor der mit einem Blatt ausgeführt, wodurch der Wert für ein Blatt schon etwas rechts von der Geraden liegt.

Für die Kurve c wurde die Messung zuerst mit einem Blatt und dann mit drei Blättern ausgeführt, weshalb in diesem Falle der letzte Punkt zu weit nach rechts fällt.

Der obere Teil der drei Kurven ist sehr angenähert parallel. Als Wert für die Aluminiumdicke, in der die Hälfte der Strahlung absorbiert wird, ergibt sich die Folienzahl:

0,42
0,42
0,39

Mittelwert 0,41

Dies entspricht 0,00222 cm Aluminium. Für den Absorptionskoeffizienten λ folgt hieraus der Wert von 312 cm^{-1}.

Wie sehr die weiche Strahlung durch geringe Mengen der durchdringenden Strahlung beeinflußt wird, zeigt Fig. 2, in der die Kurven a, b, c, d die allmähliche Zunahme der Durchdringbarkeit mit der Zeit in klarer Weise erkennen lassen. Fig. 2 Kurve a wurde unmittelbar nach dem Glühen, Kurve b 20 Minuten, Kurve c $1\frac{1}{4}$ Stunden und Kurve d $2\frac{1}{2}$ Stunden später aufgenommen. Die Kurve d zeigt bereits einen ganz andern Verlauf wie die ersten Kurven, obgleich vom aktiven Niederschlag zu dieser Zeit erst 1,85 Proz. nachgebildet worden sein können. Man sieht daher, daß es sehr schwer sein wird, die weiche Strahlung in einem Radium im Gleichgewicht aufzufinden.

Andererseits hat man aber auch in dieser charakteristischen weichen Strahlung ein sehr gutes Mittel, die Anwesenheit von Spuren des aktiven Niederschlags im Radium nachzuweisen. Man braucht nur die Aktivität für 0 und 1 Blatt zu bestimmen und kann aus dem Verhältnis der Intensitäten ein halbes Prozent des aktiven Niederschlags noch mit Leichtigkeit erkennen, während man früher eine derartige Bestimmung erst aus dem Verhältnis der Maximalaktivität zur Anfangsaktivität ableiten konnte.

Wir haben in einer jüngst erschienenen Arbeit über die Trennung von Radium *C* in mehrere Bestandteile[1]) berichtet und die Vermutung ausgesprochen, daß nicht nur komplexe β-Strahlen, sondern komplexe Strahlen überhaupt auf komplexe Substanzen schließen lassen. Darnach wäre zu folgern, daß alle radioaktiven

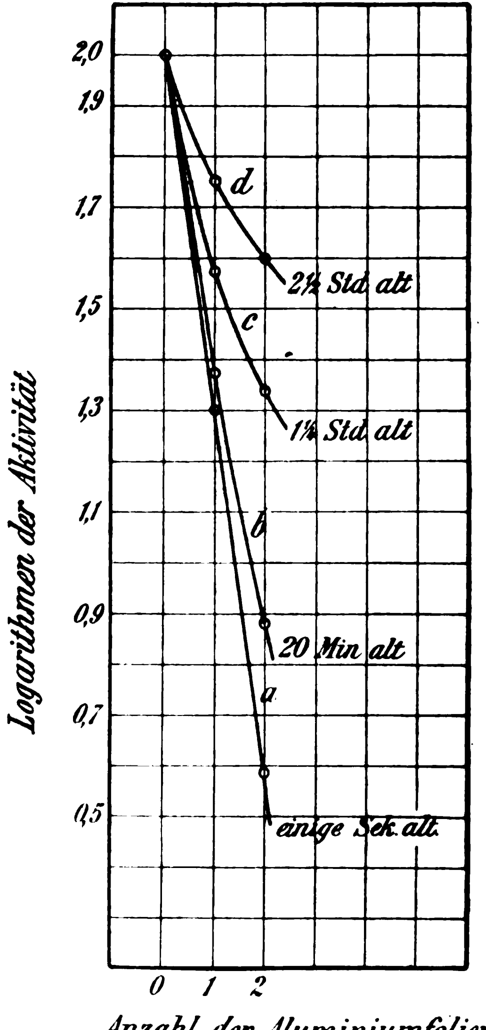


Fig. 2.

Zerfallsprodukte, die entweder mehrere Gruppen von β-Strahlen oder β- und α-Strahlen emittieren, nicht einheitlich sind. Die γ-Strahlung als Begleiterscheinung der β-Strahlung kommt hierbei natürlich nicht in Betracht.

Wir waren zu diesem Schluß gekommen, als es uns gelungen war, den aktiven Niederschlag von Thorium sowohl als von Aktinium

1) O. Hahn und L. Meitner, diese Zeitschr. 10, 697, 1909.

in lauter einheitliche Strahlen emittierende Substanzen zu zerlegen. Der kürzlich erbrachte Nachweis der komplexen Natur von Radium *C* verleiht dieser Annahme eine weitere Stütze. Da wir nun nachgewiesen haben, daß Radium außer den längst bekannten α-Strahlen eine typische β-Strahlung emittiert, so sind wir nach unserer Annahme gezwungen, auch das Radium als eine komplexe Substanz zu betrachten. Aus der Weichheit der β- sowohl als der α-Strahlung müßte man außerdem den Schluß ziehen, daß das hypothetische erste Zerfallsprodukt des Radiums, das dann als direkte Muttersubstanz der Emanation als Radium *X* zu bezeichnen wäre, keine sehr kurze Lebensdauer hat. Diese Schlüsse mögen natürlich etwas vage erscheinen, wenn man in Betracht zieht, daß sich trotz der großen Anzahl von Arbeiten, die über Radium ausgeführt worden sind, noch nie eine Andeutung für eine komplexe Natur dieses Elementes ergeben hat. Vielleicht läßt sich aber dieser Umstand daraus erklären, daß sich das hypothetische Zerfallsprodukt des Radiums in seinen chemischen Eigenschaften analog verhält, wie die direkte Muttersubstanz der übrigen Emanationen, also Thorium *X* und Aktinium *X*. Thorium *X* sowohl, als auch Aktinium *X* folgen den Reaktionen der Erdalkalimetalle, speziell denen des Bariums, wodurch man sie auch mit Leichtigkeit von Radiothorium und Radioaktinium trennen kann. Die aus den Erdalkalisubstanzen Thorium *X* und Aktinium *X* entstehenden gasförmigen Zerfallsprodukte gehören auch einer gleichen chemischen Gruppe an, nämlich der der Edelgase. Zur selben Gruppe gehört die Emanation des Radiums. Es ist daher vielleicht plausibel, wenn man auch der Muttersubstanz der Radiumemanation, dem hypothetischen Radium *X*, die Eigenschaften der Erdalkalimetalle zuschreibt. Nun hat aber Radium selbst auch die Eigenschaften der Erdalkalimetalle. Es ist daher verständlich, wenn es nicht gelingt, durch einfache chemische Reaktionen Radium vom hypothetischen Radium *X* abzutrennen.

Diese Überlegungen sind natürlich ziemlich spekulativer Natur, solange, abgesehen von der komplexen Strahlung des Radiums, keine weitere Veranlassung vorliegt, zwischen dem Radium und der Emanation noch eine neue Substanz, Radium *X*, anzunehmen. Einige Anzeigen sprechen aber dafür, daß unsere Vermutung nicht jeder sachlichen Begründung entbehrt.

Wir haben aus reinen, starken Radiumlösungen durch Adsorptionsniederschläge gewonnene Präparate in Untersuchung, die schwach aktiv sind und sich nicht in allen Beziehungen wie Radium verhalten. Sie enthalten einen deutlichen Überschuß einer weichen β-Strahlung, die nicht vom Radium E_2 herrühren kann und die, trotzdem die Präparate schon mehrere Wochen alt sind, durch die Nachbildung des aktiven Niederschlags nicht so überdeckt wird, wie es bei gewöhnlichen Radiumsalzen der Fall wäre. Möglicherweise liegt hier ein Überschuß von Radium gegenüber seinem ersten Zerfallsprodukt vor, wobei dann dem Radium selbst die weiche β-Strahlung, dem hypothetischen Radium *X* die α-Strahlung zugeschrieben werden müßte. Andernfalls wäre es nicht möglich, daß die Strahlung längere Zeit hindurch zu weich bleibt. Ist diese Vermutung zutreffend, so muß die Zunahme der Aktivität länger andauern, als der Nachbildung der Emanation aus Radium entspricht, da ja außer der Emanation das hypothetische Radium *X* entstehen muß. Auch diese Erscheinung glauben wir an einigen Präparaten zu beobachten, doch sind diese Präparate so schwach, daß wir bindende Schlüsse hieraus vorläufig noch nicht ziehen möchten.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Die β-Strahlen des Radiums rühren nicht, wie man bis jetzt angenommen hat, nur von Radium *B*, Radium *C* und Radium E_2 her, sondern Radium selbst emittiert eine typische β-Strahlung, die sich durch ihr Durchdringungsvermögen von den anderen β-Strahlungen mit absoluter Sicherheit unterscheiden läßt.

2. Die β-Strahlen werden in 0,00222 cm Aluminium zur Hälfte absorbiert, was einem Absorptionskoeffizienten $\lambda = 312$ cm^{-1} entspricht.

3. Auf Grund unserer Hypothese, daß komplexen Strahlen komplexe Substanzen entsprechen, muß man aus dem Vorhandensein dieser β-Strahlung auf eine komplexe Natur des Radiums schließen. Über die Versuche zur experimentellen Prüfung dieses Schlusses hoffen wir später berichten zu können.

Chemisches Institut der Universität Berlin.

(Eingegangen 25. September 1909.)

Absorption von Gasen durch die Anode in einem Glimmstrome.

Von V. L. Chrisler.

Die ersten quantitativen Messungen über die Absorption von Gasen unter der Einwirkung eines Glimmstromes scheint Mey[1]) ausgeführt zu haben. Er benutzte eine Natrium-Kalium-Legierung als Kathode, um Helium zu reinigen. Riecke[2]) ließ gleichfalls einen Strom mehrere Stunden lang durch eine Stickstoff-

1) K. Mey, Ann. d. Phys. (4), 11, 127, 1903.
2) E. Riecke, Ann. d. Phys. (4), 15, 1003, 1904.



atmosphäre gehen und maß die Abnahme des Gasdrucks. Keiner von diesen beiden Beobachtern fand irgendwelchen elektrolytischen Zusammenhang zwischen der Absorptionsgeschwindigkeit und der elektrischen Stromstärke. Dagegen fand Skinner[1]) später, daß die meisten frischen Metalle bei Verwendung als Kathode in einem Glimmstrome in Helium oder Argon ein paar Minuten lang Wasserstoff in dem durch das Faradaysche Gesetz für Elektrolyte geforderten Betrage abgaben, während der Gasdruck in Wasserstoff praktisch konstant blieb. Skinner erklärte das Fehlen einer Druckzunahme in Wasserstoff durch die Annahme, daß die Kathode in Wasserstoff Gas in demselben Betrage abgäbe wie in Helium, daß aber die Anode es eine Zeitlang ebenso schnell absorbierte. Aus Versuchen in einer Stickstoffatmosphäre schloß Skinner[2]), daß dieses Gas gleichfalls eine Zeitlang von der Anode in demselben Maße absorbiert würde wie Wasserstoff.

Der Gegenstand der vorliegenden Untersuchung war, durch direkten Versuch die Absorptionsgeschwindigkeit dieser Gase seitens der Anode zu erhalten. Der Plan, den ich dabei verfolgte, bestand in der Verwendung einer Kathode, die zuvor hinlänglich von ihrem Gasgehalt befreit worden war, so daß sie keinen merklichen Beitrag zu der Änderung des Druckes lieferte. Die Wirkung der Absorption an der Anode ließ sich dann direkt aus der Gasdruckabnahme in dem System gewinnen[3]).

Ich versuchte zunächst Silber als Anode und fand, daß es zwei bis vier Minuten lang Wasserstoff ungefähr mit der berechneten Schnelligkeit absorbierte. Danach versuchte ich die Alkalimetalle Natrium und Kalium sowie eine Natrium-Kalium-Legierung mit ausgesprochenem Erfolge in einer Wasserstoffatmosphäre, wie auch in einer Stickstoffatmosphäre. Versuche mit Quecksilber lieferten schließlich in Wasserstoff positive Ergebnisse, zeigten aber in Stickstoff keine Absorption. In ein paar vereinzelten Fällen von einer großen Anzahl von Versuchen wurde auch Helium von Anoden aus Natrium und aus Quecksilber in doppeltem Maße (auf das Volumen bezogen) absorbiert, wie Wasserstoff bei derselben Stromstärke. Bei den meisten Versuchen erhielt ich indessen praktisch keine Absorption von Helium.

Apparatur.

Eine Batterie kleiner Sammler diente zur Erzeugung des Glimmstromes, dessen Stärke durch einen Jodkadmiumwiderstand geregelt und an einem Weston-Milliamperemeter gemessen wurde. Die benutzten Gase waren Wasserstoff, Stickstoff und Helium. Der Wasserstoff wurde aus Aluminium in einer Kaliumhydratlösung gewonnen, sorgfältig mittels Phosphorpentoxyd getrocknet und in einer Flasche aufbewahrt, die zuvor hinlänglich lange ausgepumpt gestanden hatte, um von okkludierten Gasen befreit zu sein. Den Stickstoff gewann ich mittels Durchleitens von Luft durch Phosphordampf durch eine Waschflasche mit einer Kaliumhydratlösung und schließlich durch eine Röhre mit Phosphorpentoxyd. Nach dem Trocknen wurde er gleichfalls in einer von okkludierten Gasen befreiten Flasche aufbewahrt. Das Helium wurde in zugeschmolzenen Glasgefäßen von der Firma Thomas Tyrer & Co. in London bezogen. Es wurde aus diesen Gefäßen in ein anderes Gefäß übergeleitet, das durch einen Hahn mit dem System in Verbindung stand.

In dem Vakuumsystem waren sämtliche Schliffe und Hähne mit einer von Kohlenwasserstoffen freien Mischung geschmiert. Als Trockenmittel verwendete ich Phosphorpentoxyd. Das Auspumpen erfolgte mittels einer Quecksilberluftpumpe von Barr und Stroud. Der Druck wurde mittels eines Mac-Leod-Manometers gemessen, an dessen Skala ein Millimeter 0,01 mm Quecksilberdruck bedeutete. Der wahrscheinliche Fehler jeder Messung war nicht größer als 0,005 mm, obschon ein maximaler Fehler von 0,01 mm gemacht werden konnte.

Versuchsergebnisse.

Silber als Anode.

Die Gestalt der Röhre, die ich bei den Versuchen mit einer Silberanode in Wasserstoff benutzte, wird durch Fig. 1 wiedergegeben.

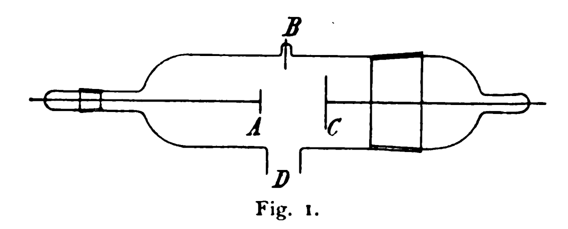


Fig. 1.

Die Röhre bestand aus Glas und enthielt die Hauptelektroden *A* (die Silberanode) und *C* (die Nickelkathode), sowie eine Hilfselektrode *B* aus Aluminiumdraht. Ich wählte Nickel für die Kathode, weil ich fand, daß dieses Metall als Kathode weniger Gas abgab als die übrigen. Die beiden Elektroden *A* und *C* konnten entfernt werden und wurden jedesmal, ehe sie für

1) C. A. Skinner, Phys. Rev. **21**, 1; diese Zeitschr. **6**, 610, 1905; Phil. Mag. (6), **12**, 481.

2) C. A. Skinner, Phys. Rev. **21**, 169.

3) Diesen Plan hatte in diesem Institut bereits Herr Kiesselbach versucht. Herr Kiesselbach benutzte mehrere der gewöhnlichen Metalle mit beschränktem Erfolge. Er fand, daß sie ein bis zwei Minuten lang Wasserstoff in dem Betrage absorbierten, wie es das Faradaysche Gesetz fordert.

einen Versuch montiert wurden, sorgfältig poliert. Nach diesen Vorbereitungen wurde die Röhre ausgepumpt und Helium bis zu etwa 2 mm *Hg*-Druck eingelassen. Dann wurde ein starker Glimmstrom gleichzeitig von *A* und von *C* als Kathoden nach *B* als Anode hindurch geschickt, bis die Gasdruckzunahme aufhörte. Dieser Reinigungsstrom wurde hinlänglich stark gemacht, um die äußere Oberfläche des Silbers wegzutreiben und somit eine frische Oberfläche zu hinterlassen, die keiner anderen als der Heliumatmosphäre ausgesetzt gewesen war. Der Erfolg aller Versuche beruhte auf dieser Behandlung.

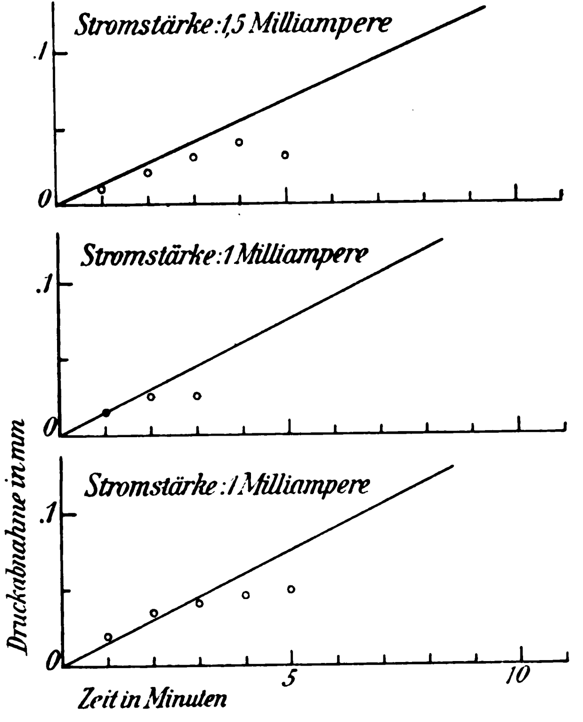


Fig. 2. Silberanode in Wasserstoff.

Nachdem die Elektroden auf diese Weise gereinigt worden waren, wurde das Gas rasch ausgepumpt und Wasserstoff eingelassen. Bei allen untersuchten Metallen zeigte sich eine Zeitlang nach dem Einlassen eine kleine allmähliche Abnahme im Druck dieses Gases, die von der Absorption seitens der reinen Elektrode und des an den Röhrenwandungen niedergeschlagenen Metalls herrührte[1]). Die Nickelkathode schien indessen nach den Versuchen nichts von diesem Gase zu absorbieren. Wenn der Druck konstant wurde, ließ ich den elektrischen Strom an, wobei das Nickel als Kathode und das Silber als Anode diente.

Die Änderung des Gasdruckes mit der Zeit unter der Einwirkung eines Stromes von ungefähr einem Milliampere ist in Fig. 2 für drei verschiedene Versuche aufgezeichnet. Daselbst stellt die gerade Linie die auf Grund des elektrochemischen Äquivalents des Wasserstoffs (104×10^{-7} g per Coulomb), seiner Dichte bei Zimmertemperatur und 76 cm Druck (83×10^{-6}) und des Volumens der Röhre (382 cm^3) berechnete Gasdruckabnahme dar. Es ist zu bemerken, daß während zweier Minuten nach dem Anlassen des Stromes die Druckabnahme dem berechneten Werte sehr nahe kam. Hieraus ist zu schließen, daß mit jedem absorbierten Wasserstoffatom eine negative Ladung von derselben Größe assoziiert ist wie die, welche das Atom in Lösungen mit sich führt. Es steht zu erwarten, daß, wenn die Metalloberfläche mit dem Gase gesättigt wird, die Absorption aufhören wird, oder daß, wie Skinner[1]) angedeutet hat, ungeladenes Gas das Metall ebenso schnell verlassen wird, wie das geladene Gas in das Metall eintritt. Bei Silber wurde diese Bedingung in kurzer Zeit erreicht, und die Absorption hörte plötzlich auf.

Natronglas als Anode.

Ich richtete demnächst die Untersuchung auf Natrium, in der Hoffnung, eine Absorption von längerer Dauer zu erhalten. Das Natrium wurde zuerst durch Elektrolyse des Glases nach dem Warburgschen Verfahren[2]) in die Röhre eingeführt. Die benutzte Röhre (siehe Fig. 3)

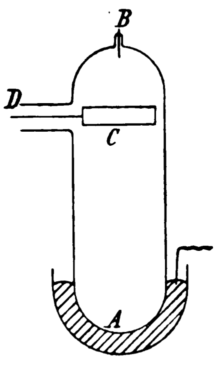


Fig. 3.

bestand aus Natronglas und war mit einer Nickelelektrode *C* versehen, die bei den Versuchen als Kathode diente, sowie mit einer Hilfselektrode *B*. Das Ende der Röhre tauchte in einen Becher mit Natriumamalgam, durch das hindurch die Röhre mittels eines Bunsenbrenners auf eine so hohe Temperatur erhitzt wurde, daß der Strom durch das Glas hindurch und von diesem als Anode durch das Gas zur Kathode geschickt werden konnte. Vor dem

1) Siehe W. Heald, Phys. Rev. **24**, 269.

1) a. a. O.
2) E. Warburg, Wied. Ann. **40**, 1, 1890.

Versuche wurde die Kathode dadurch von Gas befreit, daß ein Strom von B aus als Anode hindurchgesandt wurde. Um zunächst einen Niederschlag von Natrium auf der Innenseite der Röhre zu erhalten, sandte ich einige Zeitlang einen Glimmstrom durch das Glas und eine Heliumatmosphäre, ehe ich den Versuch über die Wasserstoffabsorption anstellte. Nachdem ich den gewünschten Niederschlag erzielt hatte, entfernte ich das Helium und ließ Wasserstoff ein. Die Ergebnisse der einzelnen Versuche stimmten sehr wenig untereinander überein, und da die Temperatur hoch genug war, um Natrium (durch Verdampfung) an den Innenwänden der Röhre und an den anderen Elektroden niederzuschlagen, so lag die Annahme nahe, daß die natürliche Absorption (oder Gasentbindung) seitens dieses Niederschlages die Wirkung der Absorption seitens der Anode verschleierte.

Natronglas als Kathode.

Im Zusammenhange mit den Versuchen mit dem leitenden Glase machte ich eine interessante Beobachtung. Wenn ich das Glas als Kathode in Helium benutzte, so nahm der Gasdruck etwa in gleichem Maße zu, wie sich auf Grund der Annahme berechnet, daß der Wasserstoff der Träger des von der Kathode kommenden Stromes wäre. Das Spektrum deutete indessen darauf hin, daß das aus dem Glase entbundene Gas Stickstoff war. Beobachtungsergebnisse, welche die Zunahme des Gasdrucks mit der Zeit veranschaulichen, sind in Tabelle I wiedergegeben. Diese Ergebnisse zeigen, gleich denen, die Skinner[1]) mit einer Kohlenelektrode erhalten hat, daß mit jedem die Glaskathode verlassenden Stickstoffatom ein negatives Elektron vereinigt ist. Das steht in Einklang mit der Tatsache, daß die chemische Wertigkeit des Stickstoffs in manchen Fällen eins ist. Kehrte

Tabelle I.
Glaskathode in Helium.

Dauer des Stromes in Minuten	Stromstärke 1 Milliampere, Volumen 277 cm³, Anfangsdruck 2,21 mm		Stromstärke 1 Milliampere, Volumen 304 cm³, Anfangsdruck 2,245 mm	
	Druckzunahme	Berechnete Druckzunahme	Druckzunahme	Berechnete Druckzunahme
1	0,02	0,0207	0,025	0,0189
2	0,04	0,041	0,045	0,038
3	0,06	0,062	0,065	0,057
4	0,07	0,083	0,075	0,076
5	0,08	0,104	0,085	0,096
6	—	—	0,09	0,113
7	—	—	0,095	0,132

1) C. A. Skinner, Phys. Rev. 21, 168.

ich die Stromrichtung um, so wurde das Gas, das entbunden worden war, wieder absorbiert (vermutlich von dem Glase), und in zwei Fällen wurde die gesamte Heliumatmosphäre mit ihm zusammen absorbiert.

Natriumanode in Wasserstoff.

Um die Absorption durch Natrium bei tieferen Temperaturen zu untersuchen, als es das elektrolytische Verfahren zur Einführung gestattete, brachte ich metallisches Natrium direkt in die Röhre, deren Gestalt aus Fig. 4 ersichtlich wird.

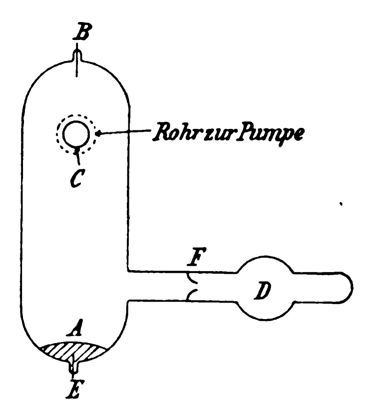


Fig. 4.

Das Natrium wurde zunächst in die Kugel D gelegt, und dann wurde das Ende dieses seitlichen Ansatzrohres zugeschmolzen. Das Natrium wurde dann unter beständigem Betriebe der Luftpumpe geschmolzen und konnte durch das Ventil F in das untere Ende der Röhre, bei A, fließen, wo sodann die elektrische Verbindung durch einen bei E eingeschmolzenen Platindraht hergestellt wurde. Bevor ich Versuche über die Absorption von Wasserstoff anstellte, befreite ich das Natrium und das Nickel (C) wie früher von Gas, indem ich sie als Kathoden eines sehr starken Glimmstromes in Helium verwandte.

Fig. 5 gibt für Natrium als Anode und Nickel als Kathode die Druckabnahme einer Wasserstoffatmosphäre mit der Dauer des Stromes wieder. Da die Absorption viel länger dauerte als bei einer Silberanode, so nahm ich den Anfangsgasdruck zu Ende der ersten Minute an, um den Einfluß einer Temperaturänderung und die durch das Anlassen des Stromes verursachte übermäßige Absorption auszuschalten. Bei 0,5 Milliampere stimmte die Absorption ungefähr 10 Minuten lang mit dem berechneten Werte überein, hörte aber nach Ablauf von 12 Minuten vollständig auf. Bei 1,0 Milliampere folgte sie 15 Minuten lang dem berechneten Werte und dauerte noch nach 26 Minuten schwach an. Bei 1,5 Milliampere dauerte die

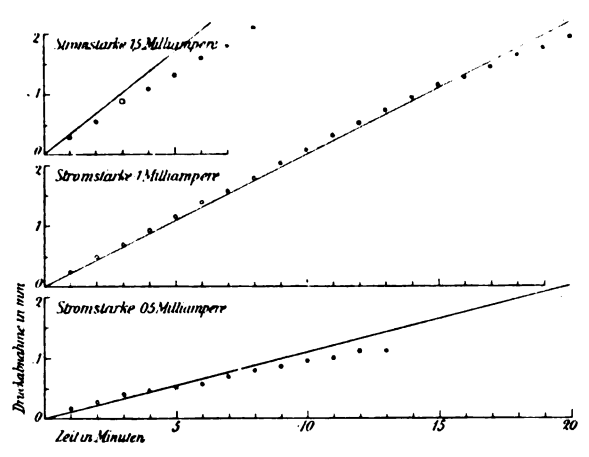


Fig. 5. Natriumanode in Wasserstoff.

Absorption nur 2 Minuten lang in dem berechneten Betrage an, obschon noch 15 Minuten lang eine langsame Absorption fortdauerte. Die kurze Dauer im letzten Falle schreibe ich einer weniger günstigen Beschaffenheit der Metalloberfläche zu. Ich bemerkte, daß während der Absorption die Oberfläche des Natriums schwarz wurde, ein Zeichen dafür, daß sich Natriumhydrid bildete. Wenn ich das Natrium als Kathode in einer Heliumatmosphäre verwandte, so fand ich, daß seine Oberfläche unter der Einwirkung eines starken Stromes fast ganz beseitigt wurde, und dieses Verschwinden wurde von einer Zunahme des Gasdrucks begleitet, die ein wenig größer war, als die zuvor absorbierte Wasserstoffmenge.

Kaliumanode in Wasserstoff.

Die Röhre, die ich bei den Versuchen mit Kalium benutzte, hatte dieselbe Gestalt, wie die bei den Versuchen mit Natrium verwandte; auch die Behandlung des Metalls war dieselbe. Die Ergebnisse von Versuchen, die unter ähnlichen Bedingungen angestellt wurden, sind in Fig. 6 wiedergegeben. Von diesen Versuchen lieferte der mit 0,5 Milliampere ausgeführte die besten Ergebnisse; bei diesem folgte die Absorption 22 Minuten lang dem berechneten Werte und hörte dann plötzlich auf. Bei

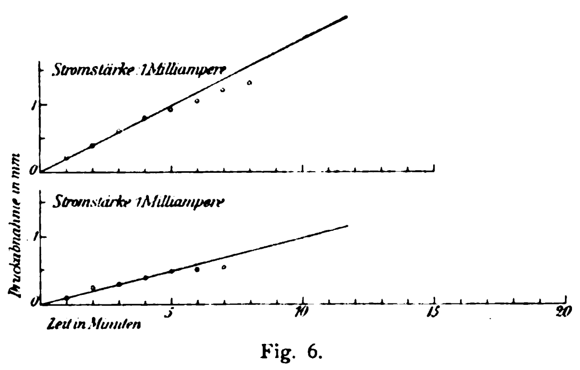


Fig. 6.

1,0 Milliampere dauerte die Absorption zwölf Minuten lang und lag ein wenig unterhalb des berechneten Wertes. Der Versuch mit 1,5 Milliampere ergab keine Absorption; das rührte unzweifelhaft von ungünstiger Beschaffenheit der Metalloberfläche her.

Natrium-Kaliumanode in Wasserstoff.

Eine Legierung von Natrium und Kalium im Atomverhältnis wurde in der gleichen Röhrenform untersucht und auf dieselbe Weise behandelt wie die beiden zuvor behandelten Metalle. Die Ergebnisse sind in Fig. 7 dar-

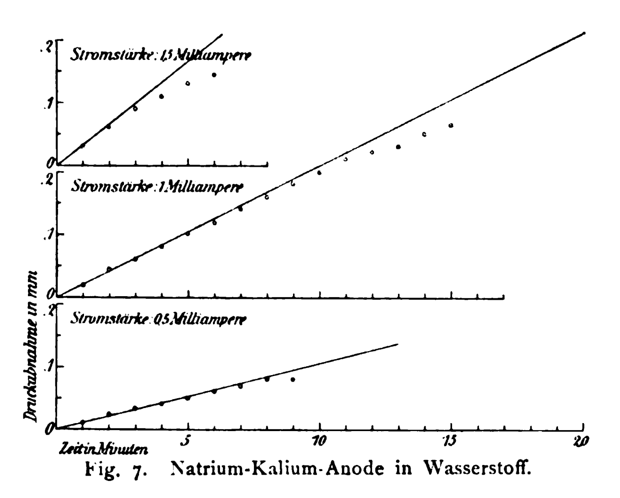


Fig. 7. Natrium-Kalium-Anode in Wasserstoff.

gestellt. Bei 0,5 Milliampere folgte die Absorption acht Minuten lang eng dem berechneten Werte und hörte dann plötzlich auf. Bei 1,0 Milliampere dauerte sie etwa elf Minuten, und zwar in etwas geringerem Maße als berechnet, während bei 1,5 Milliampere die Übereinstimmung mit dem berechneten Werte nur ungefähr drei Minuten lang anhielt.

Quecksilberanode in Wasserstoff.

Die Gestalt der benutzten Röhre und die Behandlung dieses Metalls waren dieselben wie bei den Versuchen mit den Alkalimetallen. Die Wasserstoffmenge, die das Quecksilber vor Erregung des Stromes absorbierte, erwies sich als viel größer als in irgendeinem anderen Falle. In Tabelle II ist eine Beobachtungsreihe wiedergegeben, welche die allmähliche Druckänderung des Wasserstoffs zeigt, nachdem dieser einfach in die Röhre eingelassen worden war.

Die Ergebnisse für die Absorption des Wasserstoffs durch Quecksilber als Anode sind in Fig. 8 wiedergegeben. Alle Versuche zeigen zunächst eine übermäßig hohe anfängliche Absorption, stimmen aber später mit der berechneten Geschwindigkeit überein. Bei 1,5 und 2,0 Milliampere findet sich Übereinstimmung zwischen den Punkten für zwei Minuten und für acht

Tabelle II.

Absorption von Wasserstoff durch Quecksilber ohne Strom. Volumen 290 cm³.

Zeit in Minuten	Gasdruck in mm	Druckabnahme in mm
0	2,41	0
1	2,4	0,01
2	2,39	0,02
3	2,38	0,03
4	2,38	0,03
5	2,365	0,045
6	2,37	0,04
7	2,365	0,045

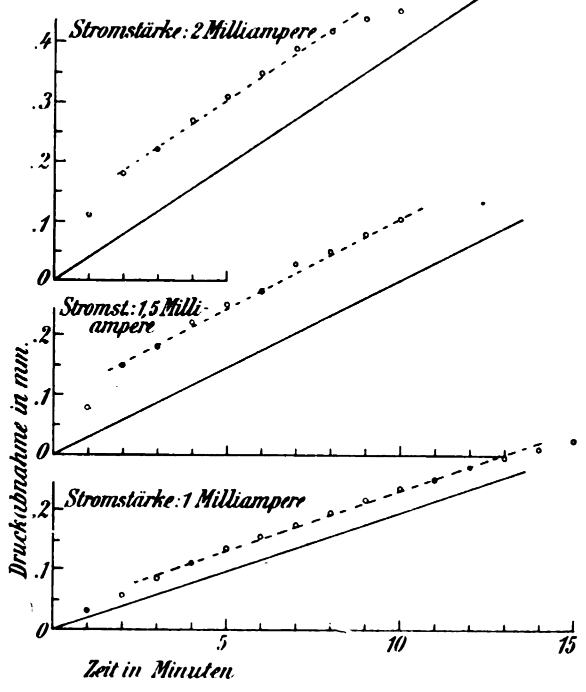


Fig. 8. Quecksilberanode in Wasserstoff.

und zehn Minuten, während sie bei 1,0 Milliampere zwischen den Punkten für drei und für 15 Minuten besteht. Die übermäßige anfängliche Absorption, die bei Quecksilber so ausgeprägt war, trat in geringem Maße auch bei den Alkalimetallen auf. Bei diesen erfolgte sie jedoch innerhalb der ersten Minute nach Erregung des Stromes, und ihr Einfluß wurde daher dadurch ausgeschaltet, daß die Beobachtungen erst nach Ablauf dieser Zeit begonnen wurden. Diese übermäßige Absorption während der ersten paar Minuten ist ein Zeichen dafür, daß das Metall in leitendem Zustande mehr ungeladenes Gas absorbiert als in nichtleitendem. Sie hängt vermutlich mit der von mir in einer früheren Arbeit[1]) beobachteten Tatsache zusammen, daß die photoelektrische Aktivität eines in eine Wasserstoffatmosphäre gebrachten Metalls viel schneller zunahm, wenn das Gas leitend war, als wenn dies nicht der Fall war.

1) V. L. Chrisler, Phys. Rev. 27, 267.

Natriumanode in Stickstoff.

Auf die Versuche mit Wasserstoff folgten ähnliche mit Stickstoff. Die Gestalt der Röhre und die Behandlung des Metalls blieben dabei dieselben. Die Ergebnisse für die Absorption von Stickstoff durch eine Natriumanode sind in Fig. 9 wiedergegeben. Der berechnete Wert

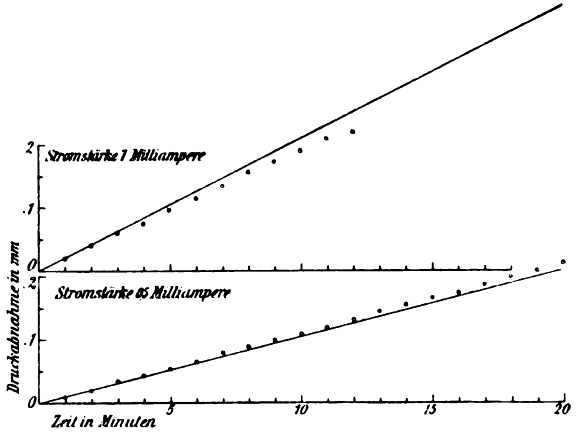


Fig. 9. Natriumanode in Stickstoff.

setzt voraus, daß jedes absorbierte Atom dieselbe Ladung trägt wie Wasserstoff. Die Absorption war nicht von so langer Dauer wie beim Wasserstoff. Bei 0,5 Milliampere stimmte sie während der ersten fünf Minuten mit dem berechneten Werte überein und hörte dann praktisch auf. Bei 1,0 Milliampere stimmte sie während der ersten vier Minuten mit dem berechneten Werte überein und hörte schließlich nach Ablauf von acht Minuten auf. Ein Versuch mit 1,5 Milliampere ergab keine Absorption, vermutlich wegen ungünstiger Oberflächenbeschaffenheit, oder vielleicht, weil die Stromdichte zu groß war.

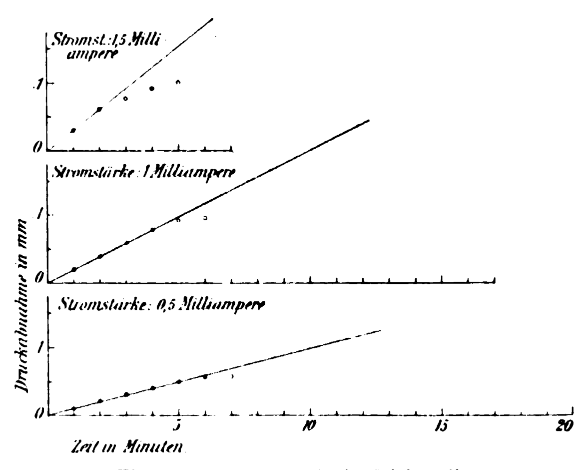


Fig. 10. Kaliumanode in Stickstoff.

Kaliumanode in Stickstoff.

Die Ergebnisse für die Absorption von Stickstoff seitens einer Kaliumanode werden durch Fig. 10 wiedergegeben. Die Dauer der Absorption war ungefähr die gleiche wie beim Natrium. Bei 0,5 Milliampere erhielt ich die besten Ergebnisse, denn in diesem Falle stimmte die Absorption fünf Minuten lang eng mit der berechneten überein und hörte nach Ablauf von sechs Minuten gänzlich auf. Bei 1,0 Milliampere folgte die Absorption dem berechneten Werte vier Minuten lang, während ich bei 1,5 Milliampere nur zwei Minuten lang Ergebnisse erhielt, die mit den berechneten übereinstimmten.

Natrium-Kaliumanode in Stickstoff.

Die Ergebnisse über die Absorption von Stickstoff durch diese Legierung sind aus Fig. 11

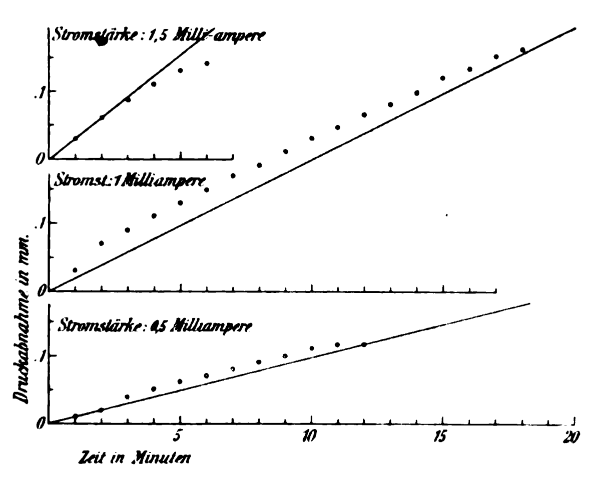


Fig. 11. Natrium-Kalium-Anode in Stickstoff.

ersichtlich. Die Absorption dauerte länger an als beim Natrium oder beim Kalium. Bei 1,0 Milliampere war die Absorption während der ersten zwei Minuten größer als berechnet, wahrscheinlich aus demselben Grunde, aus dem Quecksilber während der ersten zwei bis drei Minuten eine übermäßige Wasserstoffmenge absorbierte. Zwischen den Punkten für zwei und für 15 Minuten stimmte die Absorptionsgeschwindigkeit ganz eng mit der berechneten überein. Ein Strom von 0,5 Milliampere ergab eine Absorption, die während der ersten zehn Minuten recht gut mit dem berechneten Werte übereinstimmte, während sie bei 1,5 Milliampere drei Minuten lang übereinstimmte.

Anoden aus Glas, Natrium und Quecksilber in Helium.

Wenn ich Natrium durch Elektrolyse von Glas unter Verwendung einer Heliumatmosphäre niederschlug, so bemerkte ich, daß das Helium zuweilen absorbiert wurde. In mehreren Fällen handelte es sich nur um verhältnismäßig kleine Mengen, in zwei anderen Fällen aber wurde praktisch alles Helium absorbiert. Die höchste Absorptionsgeschwindigkeit wurde in diesen beiden Fällen wenige Minuten nach der Stromerregung erreicht und dauerte mehrere Minuten lang in angenäherter Übereinstimmung mit dem später mit Natrium- und Quecksilberanoden erhaltenen Werten an. Die mit diesen beiden Metallen gewonnenen Ergebnisse sind in Fig. 12 wiedergegeben. Bei dem Versuch mit Natrium war das benutzte Helium mehrere Monate lang in der Röhre aufbewahrt worden und daher möglicherweise verunreinigt. Das bei dem Ver-

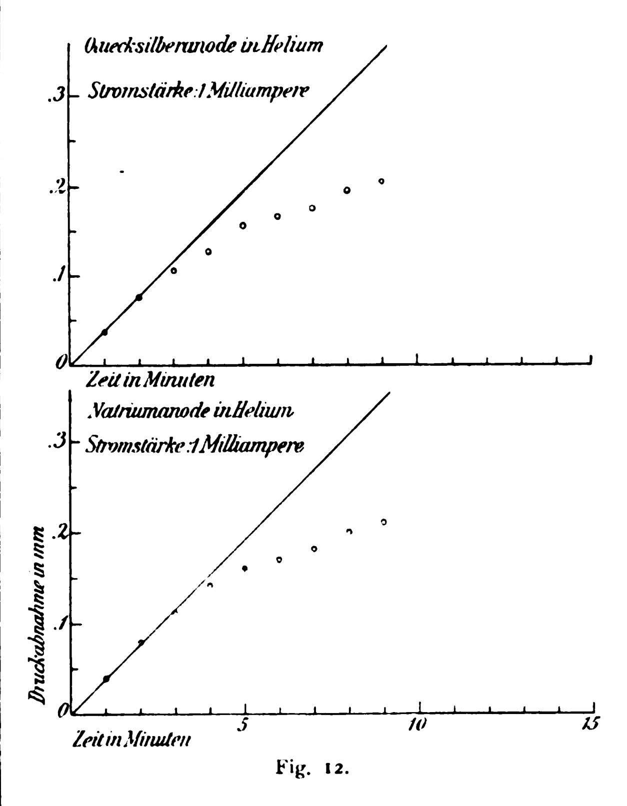


Fig. 12.

such mit Quecksilber verwendete Helium war dagegen frisch und erst wenige Tage vor dem Versuche aus der zugeschmolzenen Glasröhre übergeführt worden, in der es bezogen worden war. In beiden Fällen stimmen die Ergebnisse eng miteinander überein und zeigen eine gerade zweimal so große Druckabnahme als eintreten würde, wenn derselbe Strom durch eine Wasserstoffatmosphäre anstatt durch eine Heliumatmosphäre gegangen wäre. Der berechnete Wert wurde unter Zugrundelegung der Annahme gewonnen, daß Helium einatomig ist, und daß mit jedem absorbierten Atom dieselbe Ladung verbunden ist wie mit Wasserstoff und Stickstoff. Es findet sich eine enge Übereinstimmung während der ersten drei Minuten nach Einschalten des Stromes. Ich machte später meh-

rere Versuche, diese Ergebnisse wieder zu erhalten, jedoch ohne Erfolg, vermutlich deshalb, weil ich keine geeignete Oberflächenbeschaffenheit erhielt. Die Absorptionsgeschwindigkeit bei den erfolgreichen Versuchen wie bei denen, wo keine Absorption erreicht werden konnte, weist darauf hin, daß die Wirkungen nicht von der Gegenwart der gewöhnlichen Gase als Verunreinigungen des Heliums herrührten, denn wenn solche vorhanden waren, so erfolgte die Absorption stets in durchaus anderem Maße.

Fasse ich nun die Ergebnisse zusammen, so wird durch die vorstehenden Versuche der Nachweis dafür erbracht, daß Wasserstoff von Natrium, von Kalium, von einer Natrium-Kaliumlegierung und von Quecksilber, wenn diese als Anode in einem Glimmstrome verwendet werden, in solchem Maße absorbiert wird, daß daraus hervorgeht, daß mit jedem absorbierten Atome eine negative Ladung von derselben Größe vergesellschaftet ist wie die positive, die es in Lösungen trägt. Derselbe Nachweis ist auch für Stickstoff unter Verwendung von Natrium, Kalium und einer Natrium-Kaliumlegierung als Anode erbracht worden, sowie in zwei Fällen für Helium mit Natrium und Quecksilber als Anode. Der Umstand, daß Stickstoff dieselbe Ladung trägt wie Wasserstoff, steht im Einklang damit, daß der Stickstoff in manchen Fällen chemisch einwertig ist. Rutherford[1]) hat aus seinen Versuchen geschlossen, daß das aus Radium kommende α-Teilchen ein Heliumatom ist, das eine positive Ladung von der doppelten Größe trägt, wie das von einem Wasserstoffatom in Lösung mitgeführte, während andererseits die hier mitgeteilten Ergebnisse darauf hinweisen, daß mit dem Heliumatom eine negative Ladung von derselben Größe verbunden ist wie die vom Wasserstoff mitgeführte.

Ich möchte an dieser Stelle Herrn Dr. C. A. Skinner von der University of Nebraska meinen herzlichsten Dank für die Hilfe und Anregung ausdrücken, die er mir bei dieser Arbeit hat zuteil werden lassen.

1) E. Rutherford, Phil. Mag., Febr. 1909, S. 281.

The Brace Laboratory of Physics, University of Nebraska, Lincoln, im Juni 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 26. August 1909.)

Zu den Beobachtungen des Herrn W. Wien über die positive Ladung der Kanalstrahlen.

Von J. Stark.

Herr W. Wien stellt auf Grund von Beobachtungen, welche er vor einiger Zeit[1]) und kürzlich[1]) mitgeteilt hat, mehr oder weniger bestimmt die Behauptung auf, daß die Linienspektra die neutralen Atome zu Trägern haben und bei der Wiederanlagerung negativer Elektronen an die positiven Restatome emittiert werden. Im Gegensatz zu dieser Behauptung steht die Folgerung, welche ich aus mehreren Beobachtungen[2]), insbesondere aus dem Auftreten des Dopplereffektes bei Kanalstrahlen gezogen habe, nämlich die Folgerung, daß die Träger der Linienspektra positiv geladene Atomionen sind; und bezüglich des Bandenspektrums[3]) habe ich die Hypothese aufgestellt und zu begründen versucht, daß sein Träger das neutrale Atom oder Molekül sei und daß es bei der Wiederanlagerung partiell oder total abgetrennter negativer Elektronen an die positiven Restatome emittiert werde. Die Bedeutung des Problems der Träger der Spektra verlangt, daß der Widerspruch zwischen den von Herrn Wien und mir gezogenen Folgerungen durch Prüfung ihrer experimentellen Unterlagen aufgeklärt werde. Um ein Urteil über den qualitativen und quantitativen Charakter der von Herrn W. Wien ausgeführten Versuche zu gewinnen, halte ich es für notwendig, selbst Beobachtungen über die von ihm beschriebenen Erscheinungen anzustellen. Die vorliegende Mitteilung beschäftigt sich mit der Frage, ob die Versuchsbedingungen des Herrn Wien derartig rein waren, daß die von ihm seinen Folgerungen zugrunde gelegte Annahme gesichert erscheint, daß die von einem Auffänger durch ein Galvanometer zur Erde fließende Strommenge identisch ist mit der Menge elektrischer Ladung, welche in der Zeiteinheit in Strahlenform durch die Auffängeröffnung eintritt. Ich komme zu der Folgerung, daß in den Beobachtungen des Herrn Wien Fehlerquellen jene hypothetische Identität nicht bloß quantitativ fälschen, sondern sogar das Vorzeichen des gesuchten Effektes umkehren konnten.

Herr Wien glaubt nämlich die Messung der von den Kanalstrahlen transportierten Elektrizitätsmenge in der Weise ausführen zu können, daß er die Kathode, an welcher die Kanalstrahlen erzeugt werden, erdet und hinter ihr in kleinerem oder größerem Abstand einen Auffänger aus Messing aufstellt, der über ein Galvanometer zur Erde abgeleitet ist. Er arbeitet also mit dem Stromkreis Erde—Kathode Kanalstrahlenraum—Auffänger Galvanometer—Erde. Die im Galvanometer auftretende Stromstärke identifiziert Herr Wien mit der Menge positiver Ladung, welche in Strahlenform die Öffnung des Auffängers erreicht. Aus zwei Gründen kann

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 27, 1025, 1908.

1) W. Wien, Ber. d. Bayer. Ak. d. Wiss. 1909, 12. Abhdlg.
2) J. Stark, Ann. d. Phys 14, 525, 1904; 21, 401, 1906.
3) J. Stark, Ann. d. Phys. 14, 525, 1904; diese Zeitschr. 7, 355, 1906; 9, 85, 1908.



diese Identifikation fehlerhaft sein. Erstens ist in den Beobachtungen des Herrn Wien der von den Kanalstrahlen durchlaufene Gasraum von der Glaswand begrenzt; die zwischen Auffängeröffnung und Kathode im Gasraum oder an der Glaswand zum Stillstand gebrachten positiven Strahlenladungen fließen darum nicht da, wo sie zum Stillstand gebracht werden, aus dem Stromkreis fort, sondern gelangen zu einem Teil nach der Kathode zurück, zum anderen nach dem Auffänger; der letztere Teil dürfte mit den Versuchsbedingungen (Gasdruck, Kathodenfall, Magnetfeld, Auffängerabstand) beträchtlich variieren. Zweitens ist zu beachten, daß der Gasraum in dem obigen Stromkreis durch die Kanalstrahlen ionisiert ist; ist also in dem Stromkreis eine Potentialdifferenz vorhanden (bereits ein Zehntel Volt genügt), so stellt sich in ihm infolge der Ionisierung ein Strom her und lagert sich über die Stromstärke der positiven Strahlen, welche in den Auffänger eintreten. Eine solche störende Potentialdifferenz kann herrühren von einer Voltadifferenz zwischen Auffänger und Kathode oder von Ladungen der Glaswände bei niedrigem Druck oder von verschieden schneller Fortbewegung[1]) (Diffusion, Sekundärstrahlung) der positiven und der negativen Ionen von den Ionisierungsorten.

Der Gesamtstrom J_g, welcher in der Versuchsanordnung des Herrn Wien vom Galvanometer angezeigt wird, setzt sich demnach im allgemeinen Fall zusammen aus dem Kanalstrahlenstrom J_k (Menge positiver Ladung, welche in der Zeiteinheit durch die Auffängeröffnung eintritt, ohne zum Teil wieder auszutreten) und aus dem Strom J_i infolge der Ionisierung im Kanalstrahlenraum. Ohne experimentelle Begründung vernachlässigt Herr Wien in der Gleichung $J_g = J_k + J_i$ den Wert von J_i neben J_k, bezieht die von den Kanalstrahlen bewirkte Lichtemission[2]) auf J_g und identifiziert die auf J_g beobachtete Einwirkung eines Magnetfeldes in der Diskussion ausschließlich mit der Einwirkung auf J_k.

Welchen Anteil die oben charakterisierten Fehlerquellen an den Beobachtungen des Herrn Wien über die Kanalstrahlen in Wasserstoff und Luft hatten, läßt sich ohne Kontrollversuche nicht beurteilen. Daß in seinen letzten Beobachtungen über die Kanalstrahlen im Quecksilberdampf die eine Fehlerquelle den gesuchten Effekt positiver Ladung der Quecksilberkanalstrahlen überwog, konnte ich durch nachstehende Versuche zum mindesten wahrscheinlich machen.

Um die Ladung und Lichtemission der Kanalstrahlen in Quecksilberdampf zu untersuchen, hat Herr Wien folgende Versuchsanordnung gewählt. Ein Nickeldrahtnetz dient als Kathode in einem 20 cm langen Entladungsraum, es sitzt auf dem einen Ende eines 36 cm langen Zylinders aus Eisenblech; auf dessen anderem Ende ist ein Diaphragma angebracht, auf dieses folgt der 40 cm lange Raum, in dem die Kanalstrahlen verlaufen sollen; am Ende dieses Raumes befindet sich ein Auffänger aus Messingblech. Der Entladungsraum ist umhüllt von einem Ofen, um den von der Entladung geforderten Quecksilberdampfdruck herzustellen; ein Teil des Glasrohres hinter der Kathode ist umgeben von schmelzendem Eis, um hier den aus dem Entladungsraum fortdestillierenden Dampf zu kondensieren. Herr Wien meint, durch diese Versuchsanordnung erreicht zu haben, daß die Quecksilberkanalstrahlen aus dem Entladungsraum heraus in ein sehr hohes Vakuum im Gebiete des Eisenblechzylinders und in den hinter diesem liegenden Beobachtungsraum übertreten. Diese Meinung dürfte aber irrtümlich sein. Ich beobachtete bei ähnlichen Versuchen, daß die äußere Glaswand eine niedrige Temperatur haben kann, während die innere Glaswand infolge der bei der Kondensation abgegebenen Wärme eine relativ hohe Temperatur hat, so daß der Dampfdruck über dem an ihr haftenden flüssigen Quecksilber beträchtlich ist. Dazu ist zu beachten, daß die im Entladungsraum und im Kühlraum herrschenden Dampfdrucke nicht statisch bestimmten Temperaturen entsprechen, sondern außer von der Temperaturdifferenz der zwei Räume von den für die Strömung zwischen den zwei Räumen maßgebenden Bedingungen abhängen. In der Versuchsanordnung des Herrn Wien waren die zwei Räume durch ein doppeltes Drahtnetz voneinander getrennt; wenn dessen Maschen nicht sehr eng waren (Herr Wien macht darüber keine Angaben), so war zwischen den zwei Räumen zweifellos eine Druckdifferenz vorhanden, sie kann aber nicht sehr groß gewesen sein. In dem Eisenblechzylinder hinter der Kathode dürfte also ein Dampfdruck des Quecksilbers von der

1) Welch merkwürdige Ladungserscheinungen infolge der Ionisierung im Kanalstrahlenraume auftreten können, lehrt eine Beobachtung von Füchtbauer (diese Zeitschrift 7, 749, 1906). Er stellte einen kreisförmigen Kanal mit metallischen Wänden so auf, daß vor der einen Öffnung das Kanalstrahlenbündel verlief, vor der anderen ein Auffänger stand, der zu einem Elektrometer führte; er beobachtete dann das Auftreten positiver Ladung am Auffänger, obwohl zu ihm nicht direkt Kanalstrahlen gelangen konnten; erregte er parallel zu den Kanalstrahlen, also normal zum Kanal ein Magnetfeld, so erhielt der Auffänger eine negative Ladung.

2) Die gesamte Lichtemission E eines von Kanalstrahlen durchlaufenen Gases setzt sich im allgemeinen Fall zusammen aus der Emission B im Bandenspektrum, aus der ruhenden Intensität L_r und der bewegten Intensität L_b im Linienspektrum. Zweifellos haben nun das Linien- und das Bandenspektrum verschiedene Träger, auch haben wohl die ruhende und die bewegte Intensität des Linienspektrums verschiedenen Ursprungs hinsichtlich der Erregungsart. Gleichwohl eignet Herr Wien die gesamte sichtbare Lichtemission ausschließlich den bewegten Teilchen als Träger zu und zwar in einer früheren Abhandlung positiven, neuerdings neutralen Teilchen.

gleichen Ordnung wie im Entladungsraum geherrscht haben. Die Folge dieses Umstandes mußte sein, daß infolge der durch die große Masse der Quecksilberteilchen bedingten beträchtlichen Absorption[1]) im Dampfraum nur wenige oder keine positiv geladenen Quecksilberkanalstrahlen den langen Weg bis zum Auffänger (bis zu 78 cm) zurücklegen konnten.

Durch die von ihm gewählte Versuchsanordnung dürfte demnach Herr Wien kaum erreicht haben, daß die Quecksilberkanalstrahlen in einem sehr hohen Vakuum verliefen; jedenfalls hat Herr Wien keinen Kontrollversuch über die Druckdifferenz zwischen Entladungsraum und Kanalstrahlenraum angestellt; die Angabe einer Temperaturdifferenz zwischen den zwei Räumen allein genügt nicht. Er erhielt zwar Leuchten und elektrische Ladung in dem Raum hinter der Kathode, in dem nach seiner Absicht die Kanalstrahlen verlaufen sollten; indes ist dieses Leuchten nach meinem Dafürhalten nicht der direkten Wirkung der Kanalstrahlen zuzuschreiben; vielmehr dürfte in diesem Leuchten ein anderes Phänomen vorgelegen haben. Wie bereits dargelegt wurde, bestand in seinen Versuchen eine, wenn auch kleine Differenz des Quecksilberdampfdruckes zwischen dem Entladungsraum, dem Raum im Eisenblechzylinder und dem hinter diesem liegenden Beobachtungsraum. Infolgedessen strömte aus dem Entladungsraum in die beiden anderen Räume Quecksilberdampf; dieser Dampfstrom riß aus dem Entladungsraum und aus dem unmittelbar hinter der Netzkathode liegenden Raum, in welchem in der Tat Kanalstrahlen verliefen, positive und negative Ionen sowie leuchtende Teilchen mit sich fort in den Beobachtungsraum und täuschte hier ein Kanalstrahlenphänomen vor. Einen solchen leuchtenden und ionisierten Quecksilberdampfstrahl erhält man auch, wenn an eine Quecksilberbogenlampe ein Kondensationsgefäß angeschmolzen ist, das nicht vom Strom durchflossen wird; über dieses Phänomen habe ich bereits an früherer Stelle[2]) Beobachtungen mitgeteilt. Insbesondere konnte ich zeigen, daß aus dem leuchtenden Quecksilberdampfstrahl, der aus dem Gebiet des Lichtbogens kommt, die Träger des Linienspektrums durch ein elektrisches Feld entfernt werden können, dagegen nicht die Träger des Bandenspektrums. Es ist begreiflich, daß Herr Wien an dem Quecksilberdampfstrom, der aus dem Glimmstrom, speziell dem Kanalstrahlengebiet kommend, in den Beobachtungsraum eintrat, keine Ablenkung des Leuchtens durch ein Magnetfeld konstatieren konnte. Daß er andererseits an dem Auffänger einen elektrischen Strom im Sinne des Abfließens negativer Ladung erhielt, erklärt sich wohl folgendermaßen. Erstens kann diese, wie Herr Wien selbst vermutet, von sekundären Kathodenstrahlen herrühren, welche bei der Absorption der Quecksilberkanalstrahlen im Zylinder erzeugt werden und infolge ihrer viel kleineren Absorption weiter als diese nach dem Beobachtungsraume zu vordringen können. Zweitens dürfte folgender Umstand im gleichen Sinne mitgewirkt haben. Der Auffänger lag in dem Stromkreis: Erde–Eisenblech–ionisierter Quecksilberdampfstrom – Messingauffänger – Galvanometer – Erde; zwischen dem Messingauffänger und dem Eisenblech wirkte eine Voltadifferenz von ungefähr 0,5 Volt in dem Sinne, daß in der Zelle: Messing—ionisierter Dampf—Eisen das Messing negativer Pol war. Wie demgemäß zu erwarten war, fand Herr Wien, daß das Galvanometer einen negativen zur Erde fließenden Strom anzeigte, statt der von ihm erwarteten positiven Ladung von Kanalstrahlen. Und als er einen dünnen offenen Messingzylinder in das Innere des Eisenhohlzylinders einführte, fand er „außerordentlich starke negative Ströme, welche zuweilen stärker sind als der ganze Entladungsstrom"; er erzielte nämlich damit einen kleineren Abstand und gleichzeitig eine viel stärkere Ionisierung zwischen der Eisen- und der Messingelektrode.

Zur Kontrolle der hier gegebenen Deutung der Beobachtungen des Herrn Wien stellte ich folgende Versuche an. Einer ebenen Metallelektrode von 3×5 cm² Fläche wurde eine zweite gleich große Platte im Abstand von 1,5 cm in Luft von atmosphärischem Druck gegenübergestellt, symmetrisch zwischen die zwei Platten wurde ein isoliertes Poloniumpräparat gehalten, also die Luft zwischen ihnen ionisiert. Diese Ionisierungszelle befand sich in folgendem Stromkreis: ionisierte Luft — Platte I — Kommutator — Galvanometer — Kommutator — Platte II — ionisierte Luft. Waren beide Platten aus dem gleichen Material (Eisen oder Messing), dann zeigte das Galvanometer keinen Strom an; war die eine aus Messing, die andere aus Eisen, dann zeigte das Galvanometer einen Strom von $5 \cdot 10^{-10}$ Amp. an; er ging vom Eisen durch das Galvanometer zum Messing und stieg beim Einschalten eines Akkumulators von 2,1 Volt Spannung auf $15 \cdot 10^{-10}$ Amp.[1]).

Noch mehr Annäherung an die Wiensche Anordnung zeigt folgender Versuch. In einer gebogenen 2,4 cm weiten Röhre (Fig. 1) wurde

1) Daß Quecksilberkanalstrahlen sehr viel stärker absorbiert werden als Wasserstoffkanalstrahlen, daß sie unter Umständen dicht hinter der Kathode zum Stillstand kommen, konnte ich neuerdings experimentell feststellen. Hierüber soll an anderer Stelle berichtet werden.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. **14**, 506, 1904.

1) Die Erscheinung, daß Elektroden aus verschiedenem Material in ionisiertem Gas einen Strom liefern, ist bereits von zahlreichen Autoren beobachtet worden. Vgl. Winkelmanns Handbuch der Physik, 2. Aufl., S. 615.

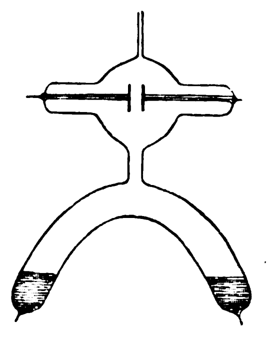


Fig. 1.

zwischen Quecksilberelektroden ein Lichtbogen hergestellt; durch ein 1,2 cm weites, 2,9 cm langes Rohr kommunizierte mit dem Lichtbogenraum ein kugelförmiges Gefäß von 5,5 cm Durchmesser, in dieses ragten an Stielen, die in Glasröhren staken, aus 2,2 cm weiten, 3,5 cm langen Ansatzröhren kreisförmige Metallelektroden von 2 cm Durchmesser; die eine war aus Messing, die andere aus Eisen; sie waren parallel einander gegenüber und symmetrisch über die Mündung des Kondensationsgefäßes in den Lichtbogenraum gestellt. Die zwei Elektroden im Kondensationsgefäß lagen in folgendem Stromkreis: Dampfraum—Eisenelektrode—Kommutator—Galvanometer—Kommutator—Messingelektrode Dampfraum. Alle außerhalb des Dampfraumes liegenden Teile dieses Stromkreises waren vorzüglich isoliert; es wurde festgestellt, daß sich kein Teil des Lichtbogenstroms durch das Galvanometer abzweigte. Über die Stärke des Stromes in dem Stromkreis wurden folgende Beobachtungen gemacht. Unmittelbar nach dem Zünden des Lichtbogens, wenn also die Druckdifferenz zwischen Lichtbogenraum und Kondensationsgefäß noch klein war, war die Stromstärke im Galvanometer sehr klein, stieg aber nach kurzer Zeit rasch an und erreichte ein Maximum von $7 \cdot 10^{-5}$ Amp., wenn der in das Kondensationsgefäß tretende Quecksilberdampfstrahl eben zu leuchten anfing; bei weiterem Brennen der Lampe nahm sie wieder ab. Und zwar ging der Strom vom Eisen durch das Galvanometer zum Messing; indes war dies nur so lange der Fall, als beide Elektroden sich nicht mit kondensierten Quecksilbertröpfchen bedeckt hatten. Als die Eisenelektrode ganz mit feinen Tröpfchen sich bedeckt hatte, während die Messingelektrode blank blieb, kehrte sich die Richtung des Stromes im Galvanometer um; als die Eisenelektrode wieder von dem kondensierten Quecksilber befreit wurde, kehrte sich wieder die Richtung des Stromes durch den ionisierten leuchtenden Quecksilberdampfstrahl um, ging also vom Eisen durch das Galvanometer zum Messing.

Durch das Vorstehende dürfte festgestellt sein, daß die Versuchsanordnung des Herrn Wien nicht rein war und keinesfalls eine beweiskräftige Unterlage für seine Behauptung ist, daß die Kanalstrahlen des Quecksilbers keine merkliche positive Ladung transportieren. Es läßt sich vielmehr durch eine sachgemäße Versuchsanordnung leicht zeigen, daß die Kanalstrahlen in Quecksilberdampf in der Tat eine positive Ladung transportieren. Die wichtigste hierfür zu erfüllende Bedingung ist, daß man mit Rücksicht auf die starke Absorption der Kanalstrahlen in Quecksilberdampf den Auffänger nicht zu entfernt hinter der Kathode aufstellt. Im speziellen wählte ich folgende Versuchsanordnung. In einer 3,3 cm weiten Glasröhre (Fig. 2) waren in einem Abstand von 10 cm

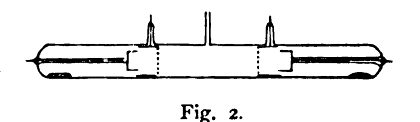


Fig. 2.

zwei den Querschnitt ausfüllende Netze aus Eisendraht von 0,5 mm Maschenweite einander gegenübergestellt, sie saßen auf 2 cm hohen Zylindern aus Eisenblech. Unmittelbar hinter diesen, in 2,3 cm Abstand von den Drahtnetzen, war je ein zylindrischer Auffänger von 2 cm Durchmesser und 1 cm Höhe aufgestellt, gehalten von 9 cm langen Stiften, die in eng anliegenden Glasröhren staken. Der eine Auffänger war aus Messing-, der andere aus Eisenblech gefertigt. Die Drahtnetze dienten als Elektroden eines Glimmstroms, der mit Hilfe einer Hochspannungsdynamo von 3300 Volt Spannung erzeugt wurde. Der eine oder der andere Auffänger gehörte folgendem Stromkreis an: Auffänger—Unterbrecher—Galvanometer—geerdete Glimmstromkathode — Kanalstrahlenraum—Auffänger. Die Röhre war vor dem Ansetzen an eine Gaedepumpe mit je einem großen Quecksilbertropfen hinter den zwei Auffängern beschickt worden; zu ihrer Anheizung diente eine von ihr durch Asbeststreifen isolierte Umwickelung aus Konstantandraht. Sie wurde so hoch durch die gut arbeitende Pumpe evakuiert, daß ohne Anheizung kein Glimmstrom durch sie gehen konnte; die Pumpe wurde indes auch während der Anheizung in Betrieb gehalten, um etwa freiwerdende Gase sofort wegzupumpen. Bei ziemlich starkem Anheizen erschien der Glimmstrom; seine Dunkelraumlänge, Stromstärke und sein Kathodenfall konnten durch die Stärke des Anheizens variiert werden. Kurz nach Unterbrechung des Heizstroms erlosch bei sinkendem Quecksilberdampfdruck die Stromstärke, außer Quecksilberdampf konnten darum andere Gase nur in sehr geringer Menge vorhanden gewesen sein. Die Ablesungen der

nachstehenden Tabelle wurden gemacht, wenn der Glimmstrom in konstanter Stärke durch die Röhre ging; immer war die Glimmstromkathode geerdet.

Kathodenfall Volt	Stärke des Glimmstroms Ampere	Dunkelraumlänge cm	Stärke des positiven Stroms vom Auffänger zur Erde (Ampère) Eisen-Auffänger	Messing-Auffänger
1700	$20 \cdot 10^{-5}$	3	$39 \cdot 10^{-9}$	$38 \cdot 10^{-9}$
2000	17	3,4	44	15
2300	15	4	38	15
2800	5	4,5	7	—
3100	3	6,5	3	—

Aus den Zahlen der vorstehenden Tabelle geht erstens hervor, daß die Stromstärke, welche man an einem Auffänger für Kanalstrahlen beobachtet, mit dem Material des Auffängers variiert; zweitens folgt aus ihr, daß auch die Kanalstrahlen in Quecksilberdampf, wenn sie einen Auffänger erreichen, bewirken, daß aus diesem eine positive Ladung abfließt. Gemäß der vorstehenden Tabelle ist unter den gewählten Versuchsbedingungen das Verhältnis des positiven Stromes im Auffänger zu dem ihn erzeugenden Glimmstrom von der Ordnung 10^{-4}, während dies Verhältnis für Wasserstoffkanalstrahlen unter gleichen Bedingungen von der Ordnung 10^{-2} ist. Diese Differenz erklärt sich daraus, daß infolge ihrer viel größeren Masse die Absorption der Quecksilberkanalstrahlen im Gas bereits vor und unmittelbar hinter der Kathode viel größer ist als diejenige der Wasserstoffkanalstrahlen (vergl. oben).

Aachen, Physik. Institut der Techn. Hochschule, September 1909.

(Eingegangen 28. September 1909.)

Die Methoden zur Eisenuntersuchung bei Wechselstrom und ein Apparat zur Darstellung dynamischer Hysteresiskurven.

Von H. Hausrath.

Zur Bestimmung des Magnetisierungsstroms bei Wechselstrom darf die statische Magnetisierungskurve nicht zugrunde gelegt werden, wenn der Einfluß der Wirbelströme und der wahrscheinliche Einfluß der Viskose[1]) nicht vernachlässigt werden soll. Für technische Zwecke ausreichend ist dagegen die Kenntnis der Amperewindungen des Wattstroms und des wattlosen Stroms, welche für vorgeschriebene sinusförmige Klemmenspannung von bestimmter Periodenzahl bei einer gegebenen Eisensorte aufgewendet werden müssen. Bragstad und Liska[1]) benutzen deshalb aus dynamometrischen Messungen gewonnene Kurven, welche die Amperewindungen als Funktion der Maximalinduktion angeben. Sie zeigten, daß aus diesen der von einem eisenhaltigen Objekt aufgenommene Strom auch bei zusammengesetztem magnetischen Kreis und sowohl für „Leerlauf" als auch für beliebige, induktionsfreie oder induktive Belastung einer Sekundärwicklung mit praktisch genügender Genauigkeit bestimmt werden kann.

In Fällen jedoch, wo die Induktion praktisch übliche Grenzen überschreitet und selbstverständlich in allen Fällen, wo es auf die Untersuchung des Magnetisierungsvorganges selbst ankommt, muß der zeitliche Zusammenhang zwischen Induktion und magnetisierendem Strom bezw. Feldstärke direkt experimentell bestimmt werden. Denn eine indirekte Bestimmung der $\mathfrak{B}$, $\mathfrak{H}$-Kurve, sei sie wie bei Bragstad und Liska aus Strom-, Spannungs- und Leistungsmessungen, oder, wie bei M. Wien[2]), aus Messungen des effektiven Widerstandes oder nach anderen Integralmethoden[3]) vorgenommen, ist immer an Voraussetzungen geknüpft, die um so weniger zulässig sind, je mehr die Kurvenform durch Hysteresis und Wirbelströme deformiert wird.

Von diesen Beschränkungen frei, aber nur für die Untersuchung bestimmt geformter und mit weitem Luftspalt versehener Eisenproben anwendbar ist die von Corbino[4]) zuerst verwendete und von Madelung[5]) modifizierte Ångströmsche Methode, bei welcher die Braunsche Röhre zur Darstellung der Hysteresisschleife benutzt wird. Der Kathodenstrahl der im Luftspalt befindlichen Röhre wird hierbei in einer Richtung durch den magnetisierenden Strom und senkrecht zu dieser durch das zusätzliche Feld der Spule mit Eisenkern abgelenkt.

Die in dieser Anordnung von Madelung erhaltenen Kurven werden von ihm als $\mathfrak{M}$, $\mathfrak{H}$-Kurven bezeichnet. Da aber ein geschlitzter Eisenring verwendet wurde, ermöglichen sie natürlich keine Berechnung des Betrags der Magnetisierung $\mathfrak{M}$ und die als andere Koordinate dargestellte Feldstärke ist infolge der entmagnetisierenden Wirkung des Luftspalts von der Feldstärke im Eisenkörper verschieden.

Um bei dieser Anordnung die Induktion $\mathfrak{B}$ oder die Magnetisierung $\mathfrak{M}$ als Funktion der

1) Gumlich u. Rose, Wiss. Abh. d. ph. t. Reichsanstalt IV, Heft 2, 1905.

1) Bragstad u. Liska, ETZ. **29**, 731, 1908.
2) M. Wien, Wied. Ann. **44**, 689, 1891.
3) Eine Zusammenstellung der bisherigen Versuche, dynamische Hysteresiskurven bei verschiedenen Frequenzen zu bestimmen, siehe E. Madelung, Ann. d. Phys. **17**, 863, 1905; über Verwendung der Braunschen Röhre diese Zeitschr. **8**, 72, 1907.
4) O. M. Corbino, Atti Assoc. Electr. 1903; W. M. Varley, Diss. Straßburg 1903.
5) l. c.



Feldstärke $\mathfrak{H}$ im Ferromagnetikum zu erhalten, müßte aus dem zusätzlichen äußeren Feld die Magnetisierung berechenbar und der Entmagnetisierungskoeffizient P bekannt sein. Dann ergibt sich nach der Beziehung

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_0 - P\mathfrak{M}$$

die Feldstärke $\mathfrak{H}$ aus der gemessenen Feldstärke $\mathfrak{H}_0$ und der berechneten Magnetisierung.

Nun ist aber die Berechnung der Magnetisierung aus dem Außenfeld nur für Rotationsellipsoide möglich und für solche allein ist auch der Entmagnetisierungsfaktor bekannt. Im Falle des geschlitzten Ringes ist er zwar experimentell bestimmt, zeigt sich aber im Zusammenhang mit der Streuung von der durchschnittlichen Magnetisierung abhängig[1]). Bei dynamischen Magnetisierungskurven, die von der statischen abweichen, käme noch die Frage dazu, ob der Entmagnetisierungsfaktor aus statischen Bestimmungen entnommen werden darf. Überdies dürfte es praktisch kaum möglich sein, die Eisenproben in der bei Wechselstromuntersuchungen nötigen Unterteilung mit genügender Annäherung in die Form eines Rotationsellipsoids zu bringen. — Diesen Einwänden sind alle Methoden ausgesetzt, welche geschlitzte Eisenkörper benötigen, so die von Kaufmann[2]) angegebene magnetometrische Methode, bei welcher die Momentanwerte durch den resultierenden Ausschlag einer an Stelle des Drehmagneten angeordneten, nur in bestimmter Stromphase an eine konstante Hilfsspannung angeschlossenen Drehspule gemessen werden.

Diese Schwierigkeiten fallen fort, wenn man die Eisenprobe in Form eines geschlossenen Eisenrings untersucht und die $\mathfrak{B}, \mathfrak{H}$-Kurve aus Aufnahmen der Momentanwerte von Strom und Klemmenspannung berechnet. Sind p, i und $\mathfrak{B}$ die Momentanwerte der Klemmenspannung, Stromstärke und Induktion, r der Ohmsche Widerstand, w die Windungszahl der Magnetisierungsspule, Q der Eisenquerschnitt, so gilt

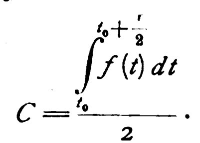
$$w\,Q \cdot \frac{d\mathfrak{B}}{dt} = p - ir = f(t)$$

$$\mathfrak{B} = \frac{\int_{t_0}^{t} f(t)\,dt + C}{w\,Q} \,. \qquad (1)$$

Das Integral ergibt sich durch Ausmessung des Flächeninhalts der aus der p- und i-Kurve zu konstruierenden Kurve von p-ir, die Konstante C ergibt sich aus der Überlegung, daß die Induktion für die Zeit t_0 und die Zeit $t_0 + \frac{\tau}{2}$ entgegengesetzt gleich sein muß, wenn ein gebräuchlicher Generator mit nur ungeraden Harmonischen verwendet wird.

1) H. Lehmann, Wied. Ann. **48**, 406, 1893.
2) Kaufmann, Verh. phys. Ges. 1899, S. 42.

Hieraus folgt



$$C = \frac{\int_{t_0}^{t_0+\frac{\tau}{2}} f(t)\,dt}{2} \,.$$

Auf ähnliche Weise hat schon Hopkinson[1]) dynamische Hysteresisschleifen konstruiert, wobei er die p- und i-Kurven mit der Joubertschen Scheibe aufnahm. Das Verfahren ist aber offenbar nicht zur Bestimmung der $\mathfrak{B}, \mathfrak{H}$-Kurve von Eisenproben anwendbar, sondern kann ebenso dazu dienen, die Abhängigkeit der Induktion von den Amperewindungen in irgendeiner Wicklung von elektrischen Maschinen oder Apparaten bei beliebig gestaltetem magnetischen Kreis zu untersuchen. Es ist ohne weiteres auf dielektrische Untersuchungen übertragbar.

Ein Apparat, der auf dieser Grundlage die direkte Darstellung von Hysteresiskurven und dergleichen ermöglicht, dürfte deshalb nicht nur zu Demonstrationen, sondern auch zu verschiedenartigen Untersuchungen wertvoll sein.

Da bei annähernd geschlossenem Eisenkreis und technisch üblicher Maximalinduktion der Ohmsche Widerstand gegen den induktiven Spannungsabfall vernachlässigt werden kann, so läßt sich die dynamische Hysteresiskurve durch irgendein Instrument darstellen, dessen Index einerseits durch die Klemmenspannung, andererseits durch den magnetisierenden Strom in zueinander senkrechten Richtungen abgelenkt wird. Dies wollen D. K. Morris und J. K. Catterson-Smith durch eine Anordnung erreicht haben, die in einem Vortrag vor der Institution of electr. Eng. beschrieben wurde. Sie beruht darauf, daß die Schwingungsebene des Lichtzeigers auf dem Weg von der ersten zur zweiten Meßschleife eines Oszillographen durch einen zwischengeschalteten Prismenkörper, ähnlich wie bei dem bekannten Saladinschen Apparat[2]), senkrecht umgebrochen wird. Dabei wird der Lichtstrahl gleichzeitig an einem Hohlspiegel reflektiert, für den sich die beiden Spiegel wie Objekt und Bild verhalten. Hierdurch wird verhindert, daß der vom Oszillographenspiegel reflektierte Lichtstrahl über die Fläche des zweiten hinausschwingt. Da aber eine reine optische Abbildung beim Strahlengang durch den benötigten Glaskörper nicht zustande kommen kann, und auch die Einstellung bei der Kleinheit der Spiegel sehr subtil ist, kann ein starker Lichtverlust nicht vermieden werden. Dazu wird der Lichteffekt auf dem Schirm zweifellos verwaschen, da das ursprünglich parallele Lichtbündel infolge der Reflexion am

1) Hopkinson, Electrician **29**, 510, 1892.
2) Vgl. Preisliste 56 von Siemens & Halske, S. 24.

Hohlspiegel vom zweiten Oszillographenspiegel ab notwendig divergieren muß.

Um nun durch eine der beiden Meßschleifen ein Maß für die Induktion zu erhalten, wollen Morris und Catterson-Smith diese in einen zum untersuchten Objekt, einem Transformator, parallelen Stromkreis legen. Letzterer soll einen Transformator enthalten, „der dem ersten in allen Stücken möglichst ähnlich ist, aber keinen Eisenkern enthält"[1]). — Theoretisch ist dies selbstverständlich unhaltbar. Der Strom in der eisenfreien Spule würde nur dann der Induktion parallel sein, wenn der Ohmsche Widerstand in beiden Zweigen Null und die Spannung sinusförmig wäre. Tatsächlich hat auch die veröffentlichte Kurve mit einer Hysteresisschleife keine Ähnlichkeit.

Bei Betrachtung dieser vielfachen Versuche kommt man wohl zum Schluß, daß eine Darstellung einwandfreier Hysteresisschleifen nur unter der Beschränkung möglich ist, daß man entweder die Spannung oder die Stromstärke sinusförmig voraussetzt. Dann ist die andere von beiden, die nach Maßgabe der Hysteresiskurve deformiert ist, mittels Oszillographenschleife wiederzugeben. Die sinusförmige Schleife läßt sich einfach durch die synchronen Schwingungen eines Spiegels darstellen, auf welchen der vom Oszillographen reflektierte Lichtstrahl senkrecht zu dessen Schwingungsebene schwingend auffällt. Die Schwingungsphase kann durch elektrische und mechanische Mittel um 90 Grad gegen die Klemmenspannung verschoben und hiermit in Phase mit der Induktion einreguliert werden.

Praktisch kann die harmonische Schwingung wohl nur bei der Klemmenspannung erreicht werden. Denn um annähernd sinusförmigen Strom zu erhalten, müßte dem eisenhaltigen Untersuchungsobjekt eine eisenfreie Selbstinduktionsspule vorgeschaltet werden, deren Induktivität bei sehr kleinem Widerstand groß gegen die der Eisenspule wäre. Das ist aber nicht realisierbar. Annähernd sinusförmige Klemmenspannung wird dagegen leicht von marktgängigen Wechselstrommaschinen geliefert. Von den Ankernuten herrührende höhere Harmonische können durch geeignete Belastung unterdrückt werden.

Nehmen wir nun an, daß sinusförmige Spannung zur Verfügung steht, so wird bei verschwindend kleinem Ohmschen Widerstand eine um 90 Grad nacheilende Spiegelschwingung in Kombination mit den senkrecht dazu gerichteten Schwingungen einer Oszillographenschleife ohne weiteres die dynamische Hysteresiskurve ergeben. Ist der Ohmsche Widerstand nicht verschwindend klein, so kann aus der erhaltenen Kurve die Hysteresisschleife leicht konstruiert werden. Andernfalls mißt der Flächeninhalt der Kurve den gesamten Energieverbrauch im Untersuchungsobjekt.

Ist nämlich die Klemmenspannung

$$p = P \cdot \cos \omega t,$$

so wird nach obigem der Ausschlag des schwingenden Spiegels

$$\alpha = A \cdot \sin \omega t,$$

also ist

$$p = \frac{P}{A} \cdot \frac{d\alpha}{dt},$$

und da der Oszillographenausschlag $\beta = Ci$, ist die gesamte im Apparat verbrauchte Energie

$$\int p i d t = \frac{P}{AC} \int \beta d\alpha.$$

Der Wattverbrauch ergibt sich also durch Multiplikation der Periodenzahl mit dem Flächeninhalt der Schleife, wenn die Stromabszisse in Ampere geeicht und als Maßstab für die Ordinate $\frac{P}{A}$ Volt gesetzt wird. Um die für Hysteresis- und Wirbelstromverlust verbrauchte Leistung zu finden, ist hiervon $\mathfrak{J}^2 r$ abzuziehen.

Die Eichung des Oszillographenausschlags erfolgt dadurch, daß die Oszillographenschleife durch einen Rheostatenwiderstand an die sinusförmige Spannung angelegt und die effektive Stromstärke $\mathfrak{J}$ gemessen wird. Dann ist

$$C = \frac{\beta_{\max}}{\mathfrak{J} \cdot \sqrt{2}}.$$

Im folgenden[1]) soll ein Instrumentarium beschrieben werden, das auf Grund dieser Überlegungen im Wernerwerk von Siemens & Halske, A.-G., nach Angabe des Verfassers ausgeführt und dort mit Erlaubnis und weitgehendster Unterstützung der Firma ausgearbeitet wurde. Es schien hierbei wünschenswert, die Anordnung so zu treffen, daß der auch für Demonstrationszwecke hervorragend geeignete Oszillographenapparat von Siemens & Halske ohne irgendwelche Abänderungen benutzt werden konnte.

Zu diesem Zwecke wurde einer der Einsätze des Elektromagneten, welche die Oszillographenschleifen enthalten, durch einen neuen Einsatz ersetzt, in dem statt der Schleife eine schmale

1) Nach Referat in der ETZ. **26**, 102, 1905.

1) Veranlassung zur Ausführung eines Apparates zur Darstellung von Hysteresiskurven gab ein Vorschlag von Professor Wehnelt (Verh. d. D. Ph. Ges. **11**, 109, 1909). Die von ihm angegebene Anordnung ist ein Gegenstück zu dem bekannten Köpselschen Apparat. Die den Strom darstellende Koordinate sollte dabei durch einen schwingenden Spiegel, die Induktion durch eine im Luftschlitz des Jochstücks angebrachte Oszillographenschleife dargestellt werden, die von Gleichstrom durchflossen wird. — Die prinzipiellen Einwände gegen eine solche Anordnung sind in obigem enthalten. Praktisch ergab sich die Schwierigkeit, daß das Feld im Luftspalt auch bei maximalem Hilfsstrom nicht ausreicht, um genügende Ausschläge bei technisch üblichen Induktionen und genügend kleiner Eigenfrequenz der Meßschleife zu erzielen.

Drehspule angebracht ist. Das System ist in Fig. 1 mit seiner Hülse dargestellt, mit der es genau wie der Schleifeneinsatz in einer zylindrischen Ausbohrung der Polansätze drehbar und mit diesen selbst nach vorn neigbar eingeschoben wird. Die mit einem Spiegel von 4 mm Breite und 12 mm Höhe bedeckte Spule ist an zwei Bronzebändern ausgespannt. Die Spannung dieser Bänder ist durch eine Spiralfeder mittels Rändelschraube von außen regulierbar. Die den Einsatz oben abschließende Kappe durchdringen außerdem zwei Stifte, durch welche mit feinem Schlitz über die Aufhängebänder verschiebbare Elfenbeinklammern während der Benutzung des Instruments verstellt werden können, um die Eigenschwingungsdauer des Systems in weiteren Grenzen zu verändern. Bei voller Erregung des Elektromagneten und

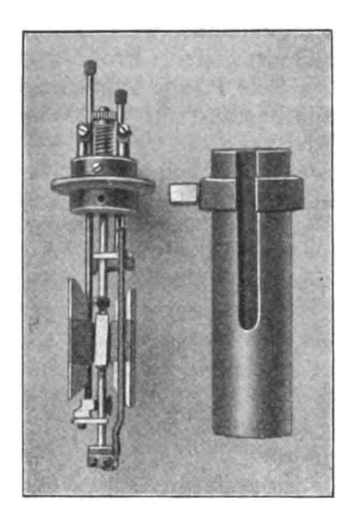


Fig. 1.

Herstellung von Resonanz auf 50 Perioden ergab sich die Schwingungsamplitude des Lichtzeigers zu 1 mm auf 1 Meter Abstand für eine Stromstärke von etwa 10^{-7} Amp. Der Spulenwiderstand betrug dabei nur 15 Ohm [1]).

1) Wie mir erst später bekannt wurde, hat schon früher Campbell in Phil. Mag. **14**, 494, 1908, ein Drehspulresonanzinstrument beschrieben. Bei diesem wird die Abstimmung dadurch bewirkt, daß die Spule unten an einem Seidenfaden, oben an zwei parallelen Zuleitungsdrähten befestigt ist und letztere über einen verschiebbaren Steg gespannt sind. Über die Empfindlichkeit werden keine Angaben gemacht, doch ergibt eine an anderer Stelle ausgeführte Theorie des Drehspulgalvanometers (Hausrath, Die modernen Galvanometer, Leipzig 1909), daß die auf den Energieverbrauch bei gleichem Dämpfungszustand bezogene Empfindlichkeit von Feldstärke und Spulenform in praktischen Grenzen nur wenig abhängig ist. — Neuerdings empfiehlt Duddell (The Electrician 1909, S. 309, und engl. Pat. Nr. 1779, 1908) ein aus einzelnen Saiten, analog der Oszillographenschleife zusammengesetztes Vibrationsgalvanometer. Dieses kann aber selbstverständlich nur für höhere Frequenzen und in Kombination mit äußerst kleinen Spiegelchen in Frage kommen. Bei technischen Periodenzahlen und in Kombination mit einem Spiegel von der hier unbedingt erforderlichen Größe ist ein Drehspulsystem zu wählen, dessen Trägheitsmoment nicht überwiegend durch den Spiegel bedingt ist.

Dieses Instrument kann natürlich auch außerhalb des Oszillographen als empfindliches und bequem zu handhabendes Vibrationsgalvanometer für niedere Periodenzahlen Verwendung finden. Der relativ große Spiegel desselben würde es ermöglichen, zur Ablesung ein Weinholdsches Okular zu benutzen. Wenn es mehr auf große Spannungsempfindlichkeit als auf Stromempfindlichkeit ankommt, kann der Elektromagnet auch vorteilhaft durch einen Stahlmagnet ersetzt werden. Das Instrument kann dann, in freier Hand an das Auge gehalten, beobachtet werden.

Für die vorliegende Verwendung dieses Schwingungsinstruments, also zur Darstellung der Induktion in Hysteresisschleifen, ist neben seiner Abstimmbarkeit die bequeme und wirksame Regulierbarkeit der Dämpfung von größter Wichtigkeit. Denn im Resonanzfall und bei kleiner Dämpfung würde ja die Schwingung des Systems um 90 Grad gegen den durchfließenden Strom phasenverschoben sein. Dies ist zwar gerade die geforderte Phasenverschiebung gegen die Klemmenspannung, jedoch kann dieser Umstand praktisch nicht ausgenutzt werden, weil die Schwingungsphase bei geringster Schwankung der Periodenzahl auf nahezu 0° bzw. 180° Phasenverschiebung umschlägt.

Wird dagegen das System um etwa 30 Proz. verstimmt und genügend kleiner Widerstand parallel geschaltet, so ist bei voller Erregung des Magnets zu erreichen, daß die Schwingung des Systems innerhalb der Beobachtungsgrenze der abgebildeten Kurven mit der Stromstärke phasengleich wird. Die Phase und Amplitude der Schwingung ist dann auch unempfindlich gegen Schwankungen der Frequenz. Völlige Phasengleichheit kann natürlich immer durch eine geeignete Selbstinduktion im Nebenschluß zum System erreicht werden. Wenn auch infolge der Verstimmung die Empfindlichkeit stark sinkt, war sie doch genügend, um auch bei den kleinsten Spannungen die geforderte Phasenverschiebung von 90 Grad durch Vorschaltung eines Glimmerkondensators von 1 Mikrofarad zu ermöglichen.

Die Anordnung und Schaltung ist in Fig. 2 schematisch wiedergegeben. Der gestrichelt bezeichnete Strahlengang ist bis zur Oszillographenschleife O derselbe, wie bei den üblichen Aufnahmen mit dem Oszillographen. Von da ab wird der reflektierte Lichtstrahl durch drei kleine Spiegel in die zur anfänglichen senkrechte Schwingungsebene umgebrochen. Diese sind auf einem zwischen den beiden Systemen für sich einstellbaren Träger befestigt. Der Lichtstrahl trifft seitlich vom ersten Spiegel

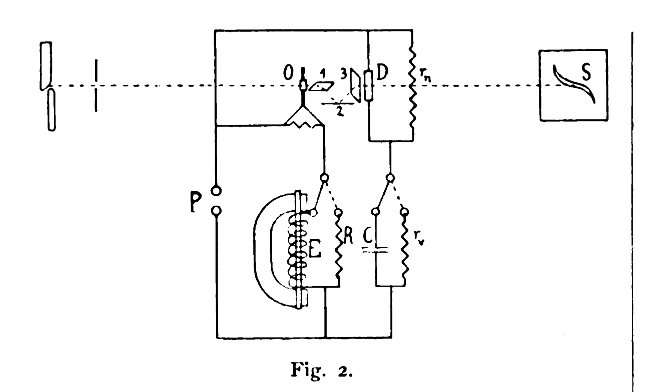


Fig. 2.

auf den Oszillographenspiegel, so daß der Nullstrahl von letzterem senkrecht zur Front des Apparats nach vorn auf den ersten Spiegel geworfen wird. Von diesem wird er in der Vertikalebene unter 45 Grad nach der Mitte unten auf den zweiten, horizontal liegenden Spiegel reflektiert und von diesem weiter unter 45 Grad nach oben auf den dritten, der Drehspule gegenüberliegenden Spiegel, der ihn horizontal auf den Spiegel der Drehspule reflektiert. Letzterer ist so gestellt, daß der austretende Strahl seitlich am dritten Spiegel vorbei auf den Schirm fällt. Es ist leicht einzusehen, daß auf diese Weise die horizontale Schwingungsrichtung beim Auftreffen auf die Drehspule in eine vertikale umgebrochen ist, so daß sie in der Längsrichtung des an dieser angebrachten schmalen Spiegels verläuft, wodurch auf dem Schirm die Schleife S entsteht.

An den Klemmen p liegt einerseits das Drehspulinstrument mit Nebenschluß r_n, das wahlweise durch den Glimmerkondensator C oder den induktionsfreien Widerstand r_v angeschlossen werden kann. Andererseits ist die Spannung über den Oszillographen mit Nebenschluß R_n wahlweise durch den Eisenuntersuchungsapparat E oder den induktionsfreien Widerstand R geschlossen. C hat mit r_v, E mit R annähernd gleichen scheinbaren Widerstand.

Bei Schaltung auf r_v und R wird kontrolliert, daß die Drehspule in Phase mit dem Strom schwingt. Dann müssen nämlich die Kurven für die Hin- und Rückschwingung zusammenfallen. Gleichzeitig gibt diese Kurve ein Maß für die Abweichung der Spannung von der Sinusform.

Die in dieser Weise aufgenommene Kurve a

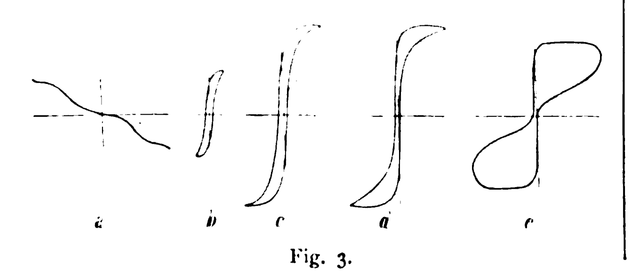


Fig. 3.

in Fig. 3 zeigt zum Beispiel, daß die Kurve der Maschine, die zu den Versuchen zur Verfügung stand, von der Sinusform stark abwich. Aus den im folgenden abgebildeten Schleifen sieht man, daß diese Abweichung für Demonstrationszwecke ohne Belang ist. Die durch die Änderung der Permeabilität bedingte Abweichung von der Geraden ist eben so viel größer, daß die durch die Oberwellen der Spannung verursachten dagegen verschwinden. Die richtige Schleife kann natürlich auf Grund der Kurve a (bei welcher nur zufällig die Stromrichtung verkehrt ist) leicht konstruiert werden.

Die Aufnahmen wurden an einem von Herrn Schöne konstruierten Eisenuntersuchungsapparat gemacht, bei dem quadratische Bündel von streifenförmigen Probestücken durch eine eigenartige Klemmenvorrichtung in ein aus breiten Transformatorenblechen zusammengesetztes Schlußjoch eingeklemmt werden konnten. Der Gesamtquerschnitt der Probestücke betrug 0,25 cm², ihre freie Länge 12,5 cm. Die Magnetisierungsspule bestand aus 3500 Windungen von 25 Ohm Widerstand.

Die Kurven b bis e in Fig. 3 beziehen sich auf eine Weicheisenprobe, f bis i in Fig. 4 auf

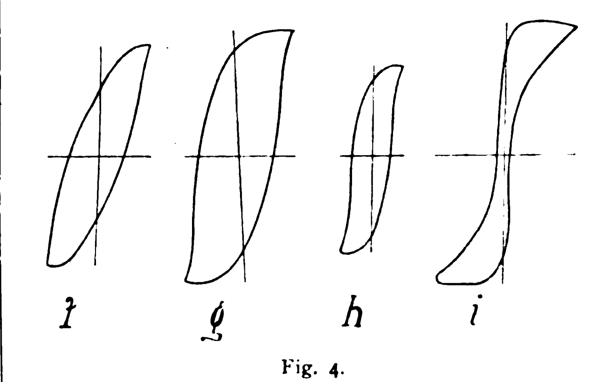


Fig. 4.

eine Stahlprobe. Sie wurden auf einer Mattscheibe mit Bleistift nachgezeichnet und auf Pauspapier übertragen. Die Koordinatenachsen sind durch alleiniges Einschalten von Oszillograph bezw. Drehspule erhalten. Ihre Länge diente zur Eichung in oben angegebener Weise. Infolge unvollkommener Einstellung der Spiegelanordnung stehen die Achsen nicht ganz senkrecht aufeinander.

Folgende Zahlen geben das Spannungsmaximum und das Strommaximum für die einzelnen Kurven: b 28, 0,033; c 37, 0,094; d 46, 0,326; e 73, 1,34; f 10,5, 0,066; g 28, 0,080; h 37, 0,113; i 64, 0 85.

Die Figuren weichen von der Hysteresiskurve in dem Maß ab, als der Joulesche Verlust in der Spulenwicklung mit zunehmender Sättigung neben den Eisenverlusten zum Vorschein kommt. Jedoch ist der Unterschied in

der Grenze der technisch üblichen Induktionen kaum bemerkbar. Er tritt bei den Weicheisenproben in erheblichem Maß erst bei der Schleife *d* auf.

Um die Differenz zu beurteilen, ist in Fig. 6 die auf Grund der eingangs angegebenen Beziehungen konstruierte $\mathfrak{B}$, $\mathfrak{H}$-Kurve dargestellt und gleichzeitig mit Kreuzen die Gestalt der ursprünglichen Kurve *d* eingezeichnet. Demnach kann also wenigstens für Demonstrationszwecke im allgemeinen die dargestellte Kurve als Hysteresiskurve angesprochen werden.

Für eigentliche experimentelle Untersuchungen bei niederen Frequenzen ist natürlich die oszillographische Aufnahme der Strom- und Spannungskurve als das einfachere Verfahren vorzuziehen. Bei höheren Frequenzen versagt diese jedoch schließlich und es müssen in unten angegebener Weise entsprechende Kurven mittels der Braunschen Röhre aufgenommen werden.

Um die Verwertung solcher Kurven näher zu erläutern, sei als Beispiel ausgeführt, wie die $\mathfrak{B}$-Kurve der Fig. 6 aus der Kurve *d* gewonnen wird.

Hierzu muß die abgebildete Kurve zunächst auf durchscheinendes Millimeterpapier so übertragen werden, daß die Abszissenlinie mit einer Horizontallinie zusammenfällt. Auf der (event. etwas geneigten) Ordinatenachse werden dann die Kosinus der Phasenwinkel in Stufen von 10 Grad aufgetragen. Aus um 180 Grad auseinanderliegenden Werten wird das Mittel der zugehörigen Abszissen, natürlich von der richtigen (schiefliegenden) Ordinatenachse aus genommen, und diese auf Grund der Abszisseneichung als *i*-Kurve in Fig. 5 aufgetragen. Die zugehörige Spannungskurve (*p*, Fig. 5) wurde

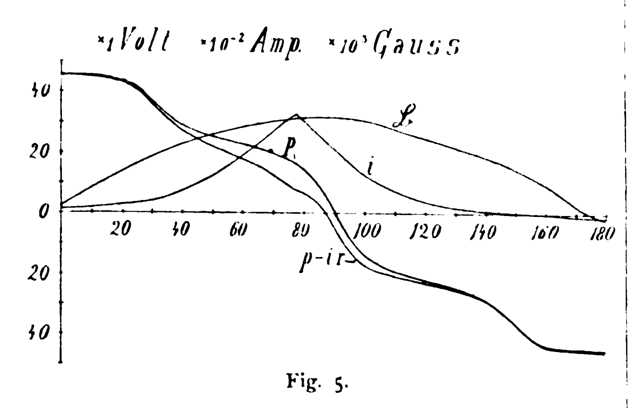


Fig. 5.

im vorliegenden Fall, wo sie von der Sinusform stark abwich, in gleicher Weise aus Kurve *a* entnommen. Die Kurve *a* dient auch zur Eichung, da diese bei mehrwelliger Form die Berechnung des Scheitelfaktors erfordert. Aus den zusammengehörigen Werten von *p* und *i* ist die Kurve *p-ir* konstruiert. Der Flächeninhalt dieser Kurve von Null Grad ab, ergibt dann $\int_0^t f(t)\,dt$, und nach Gleichung (2) auch *C*, wobei aber statt der Zeit noch die entsprechenden Phasenwinkel im Betrag von 0 bis 180 enthalten sind. Deshalb sind die gefundenen Beträge noch mit $^1/_{18000}$ (für die Frequenz von 100 Wechseln pro Sekunde) zu multiplizieren. Nach Gleichung (1) ergibt sich dann $\mathfrak{B}$ durch weitere Multiplikation mit $10^8/wQ$ in Gauß (Kurve $\mathfrak{B}$, Fig. 5).

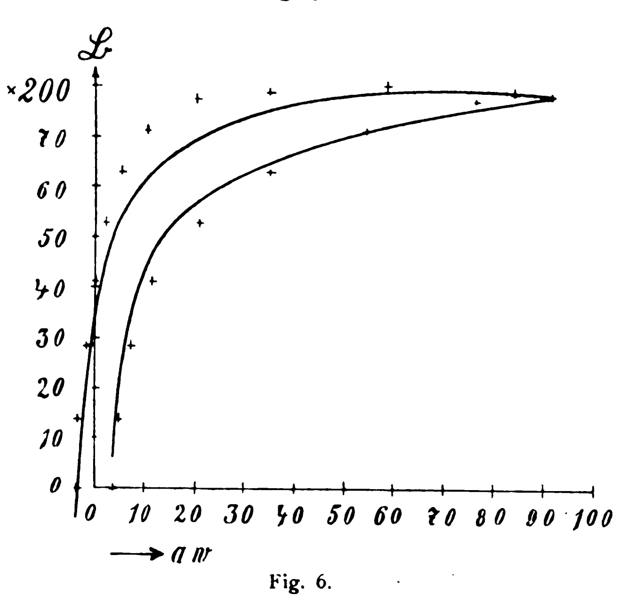


Fig. 6.

Die erhaltenen Induktionen sind in Fig. 6 nach elektrotechnischer Gepflogenheit mit den zugehörigen Werten der Amperewindungszahl pro Zentimeter Eisenlänge (*aw*) als Abszisse eingetragen. Diese Kurve ist also die richtige Hysteresiskurve. Die Gestalt der ursprünglichen Kurve *d* ist mit Kreuzen in solchem Maßstab eingezeichnet, daß die Umkehrpunkte zusammenfallen.

Wenn man das angegebene Verfahren auch zur Darstellung bei höheren Frequenzen ausführen will, kommt man, wie gesagt, an eine Grenze, wo die Empfindlichkeit eines Drehspulinstruments und schließlich auch einer Oszillographenschleife zur Darstellung der Spannung bzw. Induktion nicht ausreicht. Es bietet aber keine prinzipiellen Schwierigkeiten, das Verfahren dann mit Hilfe einer Braunschen Röhre anzuwenden. Voraussetzung ist nur, daß ein genügend kräftiger Erzeuger ungedämpfter Schwingungen vorhanden ist. Die direkte Darstellung der oben erhaltenen Schleifen ist in diesem Falle allerdings praktisch kaum ausführbar, da man hierbei schwerlich sinusförmige Spannung voraussetzen kann. Man muß deshalb die *p*- und *i*-Kurven einzeln aufnehmen, indem man die gemeinsame Abszisse durch einen eisenfreien Schwingungskreis erzeugt, der vom Gene-

rator parallel der Versuchsanordnung betrieben wird. Die den Kathodenstrahl ablenkende Spule, welche diesen sinusförmig schwingenden Abszissenzeiger erzeugt, bleibt für die Aufnahme der *i*- und *p*-Kurve an derselben Stelle, ebenso die senkrecht dazu gerichtete Spule, welche nacheinander, selbstverständlich aber ohne daß in der Anordnung selbst etwas geändert wird, die beiden letzteren Größen mißt. Denn auf diese Weise erhält man zeitlich zusammengehörige Werte, auch wenn die Felder der Spulen inhomogen sind, und kann in leicht ersichtlicher Weise eine für beide Kurven gültige Eichung vorgenommen werden.

Eine weitere Erörterung dieses Verfahrens dürfte sich erübrigen. Auch die Auswertung der Kurven und die Konstruktion der dynamischen Hysteresisschleifen aus denselben bedarf wohl keiner weiteren Erläuterung.

Einwandfreie Eisenuntersuchungen dürften natürlich vor allem nicht an einer in ein Schlußjoch eingespannten Probe ausgeführt werden, wie es an dem oben beschriebenen Apparat wegen der bequemen Auswechslung der Proben geschieht. In dem aus einzelnen Lamellen zusammengesetzten Joch treten Wirbelströme auf, welche die Kurvenform zweifellos bemerkbar deformieren. Deshalb wäre die Epsteinsche Anordnung oder noch besser eine ringförmige Probe zu verwenden.

Auch dann noch bleibt das schwierige Problem der Trennung von eigentlichem Hysteresisverlust und Wirbelstromverlust, wenn man nicht die Abhängigkeit beider von der Frequenz als durch die Steinmetzsche Formel gegeben annehmen will — was eine Vorwegnahme des Problems bedeutet[1]). Man könnte deshalb daran denken, die Trennung durch Untersuchungen an unterteilten Proben mit stufenweise verändertem Querschnitt vorzunehmen, und zwar in einer Form derselben, welche die Berechnung des Wirbelstromverlustes gestattet. Aber durch die Trennung ändern sich häufig die Konstanten einer Eisenprobe so sehr, daß der Einfluß der Wirbelströme dadurch überdeckt wird.

1) Das ist auch gegenüber den Versuchen von Llojd in Bulletin of the Bureau of Standards, Washington, **4**, 477, 1908 und **5**, 381, 1909 zu beachten. — Vgl. auch die Modifikation der Steinmetzschen Formel bei Gumlich und Rose, l. c.

(Eingegangen 25. September 1909.)

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Bericht über die Versammlung der „British Association for the Advancement of Science" Winnipeg, den 25. Aug. bis 1. Sept. 1909.

Von W. Westphal und P. Pringsheim.

Die neuesten Fortschritte der Atomistik[1]).

Von E. Rutherford.

Meine Absicht ist, Ihnen heute einige Worte über den jetzigen Stand der atomistischen Theorie in der Physik zu sagen, und in Kürze die verschiedenen Methoden zu diskutieren, die ersonnen sind zur Messung gewisser fundamentaler, atomistischer Größen. Der jetzige Zeitpunkt erscheint mir hierfür sehr geeignet, denn der schnelle Fortschritt der Physik im letzten Jahrzehnt hat uns nicht nur einen viel klareren Begriff von der Beziehung zwischen Elektrizität und Materie und von der Konstitution des Atoms gegeben, sondern er hat uns experimentelles Rüstzeug in die Hand gegeben, von dem wir uns vor wenigen Jahren noch nichts träumen ließen. Zu einer Zeit, wo die Atmosphäre dem geistigen Auge des Physikers getrübt erscheint durch umherfliegende Bruchstücke von Atomen, dürfte es wohl am Platze sein, zu sehen, wie es mit den Atomen selbst steht, und sorgfältig die atomistische Grundlage zu untersuchen, auf der der gewaltige Bau der modernen Wissenschaft errichtet worden ist. Kein Physiker und Chemiker kann seine Augen vor der großen Rolle verschließen, die die atomistische Hypothese heutigentags in der Wissenschaft spielt. Der Gedanke, daß die Materie aus einer großen Zahl diskreter Teilchen besteht, bildet in der Tat die Grundlage für die Erklärung aller Eigenschaften der Materie.

Ich will nur mit äußerster Kürze die allmähliche Entwicklung der atomistischen Theorie diskutieren. Vom Gesichtspunkt der modernen Wissenschaft aus datiert die atomistische Theorie seit dem Werke Daltons um 1805, der sie aufstellte als eine Erklärung für das Gesetz der multiplen Proportionen. Die Einfachheit dieser Erklärung der chemischen Tatsachen führte zu schneller Annahme der atomistischen Theorie als einer sehr bequemen und wertvollen Arbeitshypothese. Durch die Untersuchungen der Chemiker erwies sich die Materie als zusammengesetzt aus einer Anzahl elementarer Substanzen, die durch die Mittel des Laboratoriums nicht weiter zerlegt werden konnten, und die relativen Gewichte der Atome wurden bestimmt.

Auf der physikalischen Seite erweiterte die mathematische Entwicklung der kinetischen oder dynamischen Gastheorie durch die Arbeiten von Clausius und Maxwell die Nützlichkeit dieser Anschauungsweise in ungeheurem Maße. Es

1) Eröffnungsrede der mathematischen und physikalischen Sektion der British Association for the advancement of science. Winnipeg 1909.

zeigte sich, daß die Eigenschaften von Gasen befriedigend erklärt werden konnten unter der Annahme, daß ein Gas aus einer Ansammlung sehr vieler winziger Partikeln oder Molekeln bestehe, die sich in dauernder Bewegung befinden, und unter sich und mit den sie umgebenden Gefäßwänden Zusammenstöße erleiden. Zwischen den Zusammenstößen bewegten sich die Moleküle geradlinig fort, und die freie Weglänge der Moleküle wurde als groß im Vergleich zu ihren eigenen linearen Dimensionen angenommen.

Nur bewundernd kann man den bemerkenswerten Erfolg dieser statistischen Theorie bei der Erklärung der allgemeinen Eigenschaften der Gase und selbst bei der Vorhersagung unerwarteter Beziehungen betrachten. Die Stärke und zugleich die Wirkungsgrenze der Theorie liegt in der Tatsache, daß sie keine bestimmte Annahme über die Natur der Moleküle selbst oder über die zwischen ihnen wirkenden Kräfte enthält. Das Molekül kann beispielsweise betrachtet werden als eine völlig elastische Kugel, oder als ein Kraftzentrum (Boscowitsch), wie es Lord Kelvin zu tun vorzog, und doch würde bei passenden Annahmen das Gas dieselben statistischen Eigenschaften zeigen. Wir sind folglich ohne spezielle Hilfshypothesen nicht imstande, Schlüsse zu ziehen, die Wert hätten in Hinsicht auf die Natur der Moleküle selbst.

Gegen Ende des letzten Jahrhunderts hatten die Ideen der atomistischen Theorie einen großen Teil des Gebietes der Physik und Chemie durchtränkt. Die Anschauung von den Atomen wurde mehr und mehr konkret. Das Atom, das zuerst nur in der Einbildung bestand, wurde mit Größe und Gestalt begabt, in vielen Fällen unbewußt auch mit Farbe. Die Einfachheit und Nützlichkeit atomistischer Betrachtungsweise bei der Erklärung verschiedenartigster Phänomene der Physik und Chemie hatten die Wirkung, die Wichtigkeit der Theorie in den Augen des wissenschaftlich Arbeitenden zu steigern. Man neigte dazu, die atomistische Theorie als eine der festbegründeten Tatsachen in der Natur anzusehen, und nicht als eine nutzbringende Arbeitshypothese, für die es außerordentlich schwierig war, direkte und überzeugende Beweise zu erhalten. Es fehlte nicht an Physikern und Philosophen, die auf die unsicheren Grundlagen der Theorie hinwiesen, auf der doch soviel beruhte. Zugegeben, wie nützlich die molekularen Ideen für die Erklärung von experimentellen Tatsachen waren, welche Gewißheit hatte man, daß die Atome der Wirklichkeit angehörten, und nicht Gebilde der Phantasie waren? Man muß bekennen, daß dieser Mangel an unmittelbarer Gewißheit in keiner Weise der Festigkeit Abbruch tat, mit der die große Mehrzahl der Gelehrten an die atomistische Struktur der Materie glaubte. Es war indessen nicht unnatürlich, daß eine Reaktion eintreten mußte gegen die Vorherrschaft der atomistischen Theorie in Physik und Chemie. Eine Schule entstand, die mit der atomistischen Theorie als Grundlage der Physik und Chemie aufzuräumen wünschte und als Äquivalent das Gesetz der multiplen Proportionen an seine Stelle setzen wollte. Diese Bewegung fand eine Stütze in der Möglichkeit, viele chemische Tatsachen auf Grund der Thermodynamik zu erklären, ohne irgendeiner Hypothese über die besondere Struktur der Materie zu bedürfen. Jedermann wird die große Wichtigkeit solcher allgemeiner Erklärungsmethoden anerkennen, aber die Schwierigkeit liegt darin, daß nur wenige korrekt, wenn überhaupt, im Bilde der Thermodynamik denken können. Die Negierung der atomistischen Theorie hat uns noch niemals zu neuen Entdeckungen verholfen. Der große Vorzug der atomistischen Theorie ist, daß sie uns eine sozusagen faßbare und konkrete Vorstellung von der Materie gibt, die sowohl zur Erklärung einer großen Zahl von Tatsachen dient, als auch von ungeheurem Wert als Arbeitshypothese ist. Der großen Mehrzahl der wissenschaftlich arbeitenden Menschen genügt es nicht, eine Anzahl von Tatsachen unter allgemeinen, abstrakten Prinzipien zusammenzufassen. Was wir brauchen, ist eine konkrete Vorstellung, sei sie auch noch so roh, von dem Mechanismus des Phänomens. Dies mag vielleicht eine Schwäche des wissenschaftlichen Geistes sein, aber es ist eine, die unsere wohlwollende Beachtung verdient. Es stellt eine Art zu denken dar, die meines Erachtens einen starken Widerhall im angelsächsischen Temperament findet. Es hat seinen Grund in der Idee, daß die Tatsachen in der Natur im letzten Grunde aus allgemeinen dynamischen Prinzipien erklärt werden können, und daß daher der Typus eines Mechanismus gefunden werden kann, der imstande ist, den beobachteten Tatsachen Rechnung zu tragen.

Man hat allgemein geglaubt, daß nach der Natur der Dinge ein entscheidender Beweis für die atomistische Struktur der Materie unmöglich sei, und daß die atomistische Theorie notwendigerweise eine Hypothese bleiben müsse, die durch keine direkten Methoden beweisbar sei. Neue Untersuchungen haben uns jedoch solch neue und mächtige Mittel an die Hand gegeben, dies Problem anzugreifen, daß die Frage wohl berechtigt ist, ob wir jetzt entscheidendere Beweise für die Richtigkeit der Theorie haben.

Da die Moleküle unsichtbar sind, mochte es z. B. eine unerfüllbare Hoffnung erscheinen, ein Experiment zu ersinnen, um zu zeigen, daß die Moleküle einer Flüssigkeit in jenem

Zustand ständiger Bewegung sind, zu dessen Annahme uns die kinetische Theorie führt. In diesem Zusammenhange möchte ich Ihre Aufmerksamkeit für kurze Zeit auf ein sehr auffallendes Phänomen richten, die „Brownsche Molekularbewegung", die in den letzten Jahren sehr eingehend studiert worden ist. Ganz abgesehen von ihrer wahrscheinlichen Erklärung, ist die Erscheinung von ungewöhnlichem Interesse. Im Jahre 1827 beobachtete der englische Botaniker Brown mittels eines Mikroskopes, daß winzige Teilchen, wie Pflanzensporen, in eine Flüssigkeit gebracht, in einem Zustand dauernder unregelmäßiger Bewegung waren, indem sie in unregelmäßigem Tanze mit beträchtlicher Geschwindigkeit hin und her wanderten. Lange Zeit wurde diese „Brownsche Bewegung" ungleichmäßiger Temperaturverteilung in der Lösung zugeschrieben. Dies wurde durch eine Anzahl späterer Untersuchungen widerlegt, besonders durch Gouy, der zeigte, daß die Bewegung spontan und dauernd war, und bei sehr kleinen Partikeln jeglicher Art auftrat, wenn man sie in ein flüssiges Medium brachte. Die Geschwindigkeit nahm zu, je kleiner der Durchmesser der Partikeln war, und nahm zu mit steigender Temperatur, und war abhängig von der Viskosität der umgebenden Flüssigkeit. Seit der Erfindung des Ultramikroskops ist es möglich geworden, den Bewegungen mit größerer Sicherheit zu folgen und mit viel kleineren Partikeln zu experimentieren. Exner und Zsigmondy haben die mittlere Geschwindigkeit von Partikeln bekannten Durchmessers in verschiedenen Lösungen untersucht, während Svedberg eine geistreiche Methode ersonnen hat, die mittlere freie Weglänge und die mittlere Geschwindigkeit von Teilchen verschiedenen Durchmessers zu bestimmen. Ehrenhafts Experimente im Jahre 1907 zeigten, daß die Brownsche Bewegung nicht auf Flüssigkeiten beschränkt ist, sondern noch viel merklicher bei kleinen in Gasen schwebenden Teilchen auftritt. Mittels eines Lichtbogens zwischen Silberelektroden erzeugte er einen feinen Silberstaub in der Luft. Bei Beobachtung mittels des Ultramikroskops zeigten die schwebenden Teilchen die charakteristische Brownsche Bewegung mit dem Unterschied, daß die mittlere freie Weglänge für Teilchen gleicher Größe in Gasen viel größer ist, als in Flüssigkeiten.

Die Teilchen zeigen im allgemeinen eine Bewegung von dem Charakter, den die kinetische Theorie den Molekülen selbst zuschreibt, obgleich selbst die kleinsten beobachteten Teilchen eine Masse haben, die zweifellos sehr groß ist, verglichen mit der des Moleküls. Der Charakter der Brownschen Bewegung drängt dem Beobachter unwiderstehlich die Vorstellung auf, daß die Teilchen hin und her geworfen werden durch die Wirkung von Kräften, die ihren Sitz in der Lösung haben, und daß diese ihren Ursprung einzig in der unaufhörlichen Bewegung der unsichtbaren Moleküle haben, aus denen die Lösung besteht. Einstein und Smoluchowsky haben Erklärungen vorgeschlagen, die auf der kinetischen Theorie beruhen, und Experiment und Berechnung stehen in gutem Einklang. Eine weitere starke Bestätigung findet diese Ansicht durch die neuesten Experimente von Perrin (1909). Er stellte eine Emulsion von Gummigutt in Wasser her, die aus einer großen Zahl kugelförmiger Teilchen von annähernd gleicher Größe bestand, die die charakteristische Brownsche Bewegung zeigte. Die Teilchen senkten sich unter dem Einfluß der Schwere, und wenn Gleichgewicht erreicht war, wurde die Verteilung dieser Partikeln in Schichten verschiedener Höhe bestimmt durch Auszählung mit dem Mikroskop. Es ergab sich, daß die Zahl vom Boden des Gefäßes an nach einem Exponentialgesetz abnimmt, d. h. nach demselben Gesetz, nach dem der Druck der Atmosphäre von der Erdoberfläche an geringer wird. Nur war in diesem Falle, in Anbetracht der großen Masse der Teilchen, ihre Verteilung auf eine Schicht beschränkt, deren Dicke den Bruchteil eines Millimeters betrug. In einem Experiment sank beispielsweise die Zahl der Teilchen auf die Hälfte in einer Entfernung von 0,038 mm, während die entsprechende Entfernung von der Erdoberfläche 6000 m beträgt. Durch Messung von Durchmesser und Gewicht jedes Teilchens fand Perrin, daß innerhalb der Versuchsfehler das Gesetz der Verteilung in verschiedenen Höhen anzeigte, daß jedes kleine Teilchen dieselbe kinetische Energie hatte, wie die Moleküle der Lösung, in der sie schwebten; in der Tat, die suspendierten Teilchen benahmen sich in jeder Hinsicht wie Moleküle von sehr hohem Molekulargewicht. Dies ist ein sehr wichtiges Resultat, denn es zeigt, daß das Gesetz der Energieverteilung unter Molekülen verschiedener Masse, eine wichtige Folgerung aus der kinetischen Theorie, jedenfalls sehr annähernd sich bewährt für die Verteilung von Teilchen in einem Medium, wenn ihre Masse und Dimensionen außerordentlich groß sind, verglichen mit den Molekülen des Mediums. Was auch immer sich als die Erklärung des Phänomens ergeben möge, es ist kaum zu bezweifeln, daß es von der Bewegung der Moleküle der Lösung herrührt, und so ist es ein auffallender, wenn auch etwas indirekter Beweis für die allgemeine Richtigkeit der kinetischen Theorie der Materie.

Mit Hilfe der neuesten Untersuchungen auf dem Gebiet der Radioaktivität können wir die Frage von einer anderen Seite beleuchten, die neuartig und wesentlich direkter ist. Es ist all-

gemein bekannt, daß die α-Strahlen des Radiums sowohl durch elektrische wie durch magnetische Felder abgelenkt werden. Aus dieser Tatsache kann man schließen, daß die Strahlung korpuskularer Natur ist und aus einem Strom positiv geladener Teilchen besteht, die von dem Radium mit sehr hoher Geschwindigkeit fortgeschleudert werden. Durch Messung der Ablenkung der Strahlen beim Durchgang durch ein elektrisches und magnetisches Feld ist das Verhältnis $\frac{e}{m}$ der Ladung des Teilchens zu seiner Masse bestimmt worden, und der Betrag dieser Größe zeigt, daß das Teilchen die Dimensionen eines Atoms hat.

Rutherford und Geiger haben kürzlich eine direkte Methode entwickelt, um zu zeigen, daß diese Strahlung diskontinuierlich ist, und daß es durch eine besondere elektrische Methode gelingt, den Durchgang eines einzelnen α-Teilchens durch ein geeignetes Gefäß nachzuweisen. Der Eintritt des α-Teilchens durch eine kleine Öffnung machte sich bemerkbar durch eine plötzliche Bewegung der Nadel des Elektrometers, das als Meßinstrument diente. So war es möglich, durch direkte Zählung der einzelnen dem Elektrometer mitgeteilten Stöße die Zahl der α-Teilchen durch eine ganz eindeutige Methode zu bestimmen. Sir William Crookes hat gezeigt, daß, wenn man α-Strahlen auf einen Schirm von phosphoreszierendem Zinksulfid fallen läßt, eine Anzahl glänzender Szintillationen auftreten. Es scheint, als wenn der Aufprall jedes α-Teilchens einen sichtbaren Lichtblitz an der Stelle erzeugt, wo es den Schirm trifft. Unter Benutzung eines passenden Schirmes kann die Zahl der Szintillationen pro Sekunde auf einer gegebenen Fläche mittels eines Mikroskops gezählt werden. Es hat sich gezeigt, daß die auf diese Weise bestimmte Zahl der Szintillationen ebenso groß ist wie die Zahl der α-Teilchen, wenn sie mittels der elektrischen Methode gezählt werden. Dies beweist, daß der Aufprall jedes α-Teilchens auf das Zinksulfid eine sichtbare Szintillation hervorruft. Es gibt also zwei verschiedene Methoden, eine elektrische und eine optische, um die Aussendung eines einzelnen α-Teilchens vom Radium zu beobachten. Die nächste Frage, die zu betrachten ist, ist die nach der Natur des α-Teilchens selbst. Es gilt allgemein als gewiß, daß das α-Teilchen ein elektrisch geladenes Heliumatom ist, und diese Ansicht wurde in entscheidender Weise durch Rutherford und Royds bestätigt, indem sie zeigten, daß Helium in einem evakuierten Raum auftrat, in welchen α-Teilchen hineingeschleudert wurden. Das vom Radium produzierte Helium rührt her von den angesammelten α-Teilchen, die so unaufhörlich von ihm fortgeschleudert werden. Wenn der Betrag der Heliumerzeugung von Radium gemessen wird, haben wir so ein Mittel, direkt zu bestimmen, wie viele α-Teilchen erforderlich sind, um ein gegebenes Gasvolumen zu bilden. Dieser Betrag ist kürzlich genau von Sir James Dewar gemessen worden. Er hat mir mitgeteilt, daß seine letzten Messungen ergaben, daß ein Gramm Radium im radioaktiven Gleichgewicht 0,46 cmm Helium pro Tag erzeugt oder $5,32 \cdot 10^{-6}$ cmm pro Sekunde. Nun ist aus den direkten Zählungsversuchen bekannt, daß $13,6 \cdot 10^{10}$ α-Teilchen von einem Gramm Radium im Gleichgewichtszustand ausgesandt werden. Folglich sind $2,56 \cdot 10^{19}$ α-Teilchen erforderlich, um einen Kubikzentimeter Helium von Atmosphärendruck zu bilden.

Andererseits ist es bekannt, daß alle α-Teilchen von jeder beliebigen Herkunft in bezug auf Masse und Konstitution identisch sind. Daher ist die Annahme nicht unbegründet, daß das α-Teilchen, welches in seinem Fluge als gesondertes Individuum besteht, ebenfalls als solches bestehen kann, wenn die α-Teilchen zu einem meßbaren Volumen von Heliumgas vereinigt sind, oder, mit anderen Worten, daß das α-Teilchen beim Verlust seiner Ladung zur Fundamentaleinheit oder zum Atom des Heliums wird. Im Falle eines einatomigen Gases, wie Helium, wo man die Atome und Moleküle als identisch ansieht, entsteht keine Schwierigkeit in den Schlußfolgerungen aus der möglichen Vereinigung zweier oder mehrerer Atome zur Bildung eines komplexen Moleküls.

Wir schließen also aus diesen Experimenten, daß ein Kubikzentimeter Helium bei Atmosphärendruck und 273^0 abs. $2,56 \cdot 10^{19}$ Atome enthält. Da man die Dichte des Heliums kennt, so folgt sofort, daß jedes Heliumatom die Masse $6,8 \cdot 10^{-24}$ g hat, und daß der mittlere gegenseitige Abstand der Moleküle bei den eben genannten Bedingungen $3,4 \cdot 10^{-7}$ cm ist.

Das obige Resultat kann auf andere Weise bestätigt werden. Es ist bekannt, daß der Wert von $\frac{e}{m}$ für das α-Teilchen $5,070 \cdot 10^3$ elektromagnetische Einheiten ist. Die von jedem α-Teilchen mitgeführte positive Ladung ist durch Messung der von einer gezählten Menge von α-Teilchen mitgeführten Gesamtladung abgeleitet worden. Ihr Wert ist $3,1 \cdot 10^{-20}$ elektromagnetische Einheiten. Setzt man diese Zahl in den Wert von $\frac{e}{m}$ ein, so sieht man, daß die Masse des α-Teilchens gleich $6,1 \cdot 10^{-24}$ g ist, ein Wert, der in guter Übereinstimmung mit der vorhin gegebenen Zahl ist.

Ich glaube, daß mein Urteil nicht durch die

Tatsache beeinflußt ist, daß ich einigen Anteil an diesen Untersuchungen gehabt habe; aber die Experimente, als Ganzes betrachtet, scheinen mir einen fast direkten und überzeugenden Beweis für die atomistische Theorie der Materie zu liefern.

Durch direkte Zählung ist die Zahl der identischen Individuen gemessen worden, die erforderlich sind, ein bekanntes Volumen Gas zu bilden. Dürfen wir jetzt den Schluß ziehen, daß diese Zahl die tatsächliche Anzahl der Atome in dem Gas darstellt?

Wir haben gesehen, daß es unter speziellen Bedingungen möglich ist, mit Leichtigkeit mittels einer elektrischen Methode die Emission eines einzelnen α-Teilchens, d. h. eines einzelnen geladenen Atoms von Materie, zu beobachten. Dies ist möglich infolge der großen Geschwindigkeit und Energie der ausgesandten α-Teilchen, die ihm die Kraft verleihen, das Gas, durch das sie hindurchgehen, zu dissoziieren und zu ionisieren. Es ist augenscheinlich nur dann möglich, die Anwesenheit eines einzelnen Atoms zu beobachten, wenn es mit einer oder mehreren besonderen Eigenschaften begabt ist, welche es von dem Gas unterscheiden, von dem es umgeben ist. Es gibt z. B. eine sehr wichtige und auffallende Methode, um durch den Augenschein die gewöhnlichen Moleküle des Gases und die in ihm durch verschiedene Agenzien erzeugten Ionen zu unterscheiden. C. T. R. Wilson zeigte im Jahre 1897, daß unter gewissen Bedingungen jedes geladene Ion ein Kondensationszentrum für Wasserdampf wurde, so daß die Anwesenheit jedes Ions dem Auge sichtbar gemacht wurde. Sir Joseph Thomson, H. A. Wilson u. a. haben diese Methode benutzt, um die Zahl der vorhandenen Ionen zu zählen und die Größe der von jedem mitgeführten elektrischen Ladung zu bestimmen.

Ich werde jetzt einige Beispiele geben, um die älteren Methoden zur Schätzung der Masse und Dimensionen der Moleküle zu beleuchten. Sobald der Gedanke der diskreten Struktur der Materie festen Fuß gefaßt hatte, wurden natürlich Versuche gemacht, den Grad der Grobkörnigkeit der Materie zu schätzen, und einen Begriff von den Dimensionen der Moleküle zu bilden, unter der Voraussetzung, daß sie räumliche Ausdehnung besitzen. Lord Rayleigh hat darauf aufmerksam gemacht, daß die älteste Schätzung dieser Art im Jahre 1805 von Thomas Young gemacht wurde auf Grund von Betrachtungen aus der Kapillaritätstheorie. Der Raum erlaubt mir nicht, die große Verschiedenheit der Methoden in Betracht zu ziehen, die späterhin verwandt worden sind, um eine Idee von der Dicke einer Lamelle der Materie zu bilden, in der eine molekulare Struktur erkennbar ist. Diese Phase des Gegenstandes zog Lord Kelvin besonders an, der eine Anzahl wichtiger Methoden entwickelte, um die wahrscheinlichen Dimensionen molekularer Struktur zu schätzen.

Die Entwicklung der kinetischen Gastheorie auf mathematischer Basis gab sofort den Anstoß zu Methoden, die Zahl der Moleküle im Kubikzentimeter irgendeines Gases bei Normaldruck und Temperatur zu schätzen. Diese Zahl, die wir fortab mit N bezeichnen wollen, ist eine fundamentale Gaskonstante; denn gemäß der Avogadroschen Regel und ebenfalls nach der kinetischen Gastheorie haben alle Gase bei Normaldruck und Temperatur die gleiche Anzahl Moleküle im Kubikzentimeter. Kennt man N, so kann man angenäherte Schätzungen über den Moleküldurchmesser machen; doch bei unserer Unwissenheit in bezug auf die Konstitution des Moleküls, ist die Bedeutung dieses Ausdruckes etwas unbestimmt. Im allgemeinen nimmt man an, daß er sich auf den Radius der Wirkungssphäre der das Molekül umgebenden Kräfte bezieht. Dieser Durchmesser braucht nicht für die Moleküle aller Gase der gleiche zu sein, so daß man besser den Betrag der fundamentalen Konstanten N in Betracht zieht. Die frühesten auf der kinetischen Gastheorie beruhenden Schätzungen wurden von Loschmidt, Johnstone Stoney und Maxwell gemacht. Aus den damals zu seiner Verfügung stehenden Daten fand letzterer $N = 1{,}9 \cdot 10^{19}$. Meyer diskutiert in seiner „Kinetischen Gastheorie" die verschiedenen Methoden zur Schätzung der Moleküldimensionen auf Grund dieser Theorie und schließt, daß der wahrscheinlichste Wert $N = 6{,}1 \cdot 10^{19}$ ist. Schätzungen von N aus der kinetischen Theorie sind nur Annäherungen und dienen in vielen Fällen nur dazu, für die Zahl der Moleküle eine obere oder untere Grenze festzustellen. Nichtsdestoweniger sind solche Schätzungen von beträchtlichem Interesse und historischem Wert, da sie lange Zeit hindurch als zuverlässigste Methoden dienten, um eine Vorstellung von molekularen Dimensionen zu bilden.

Eine sehr interessante Methode zur Bestimmung des Wertes von N wurde im Jahre 1899 von Lord Rayleigh angegeben, abgeleitet aus seiner Theorie des blauen Himmelslichtes. Diese Theorie nimmt an, daß die Luftmoleküle die auf sie treffenden Lichtwellen zerstreuen. Diese Zerstreuung des Lichtes ist für Teilchen, die klein sind gegenüber der Wellenlänge des Lichtes, umgekehrt proportional der vierten Potenz der Wellenlänge, so daß das Verhältnis des zerstreuten zum einfallenden Licht für das violette Ende des Spektrums viel größer ist, als für das rote, und so erscheint der Himmel, den wir durch das zerstreute violette Licht sehen, in tiefblauer Farbe. Diese Zerstreuung des Lichtes beim

Durchgang durch die Atmosphäre bewirkt Änderungen in der Helligkeit der Sterne, wenn sie in verschiedenen Höhen gesehen werden, und es sind experimentelle Bestimmungen dieses Verlustes gemacht worden. Kennt man aber diese Zahl, so kann die Zahl N der Moleküle mit Hilfe der Theorie bestimmt werden. Mittels der so zur Verfügung stehenden Daten, schloß Lord Rayleigh, daß N nicht kleiner sei, als $7 \cdot 10^{18}$. Im Jahre 1902 berechnete Lord Kelvin den Wert von N aus der Theorie unter Benutzung neuerer und genauerer Daten und fand, daß er gleich $2{,}47 \cdot 10^{19}$ sei. Da in der einfachen Theorie diejenige Zerstreuung nicht in Betracht gezogen ist, die von den unzweifelhaft in der Atmosphäre vorhandenen feinen suspendierten Teilchen herrührt, so kann diese Methode nur dazu dienen, eine untere Grenze von N festzustellen. Es ist schwer, die Korrektion zu schätzen, die wegen des Effektes anzubringen ist, aber es wird sich erweisen, daß die von Lord Kelvin abgeleitete unkorrigierte Zahl nicht viel kleiner ist, als der später gegebene wahrscheinlichste Wert $2{,}47 \cdot 10^{19}$. Angenommen, daß die Theorie und die benutzten Daten korrekt sind, würde dies bedeuten, daß die von in der Atmosphäre schwebenden Teilchen herrührende Zerstreuung nur ein kleiner Bruchteil der durch die Luftmoleküle bewirkten Zerstreuung ist. Dies ist ein interessantes Beispiel dafür, wie eine genaue Kenntnis des Wertes von N möglicherweise zur Schätzung unbekannter Größen beitragen kann.

Wir müssen jetzt einige der neueren und direkteren Methoden zur Schätzung von N betrachten, die auf neuen Bereicherungen unseres Wissens beruhen. Die neueren Methoden gestatten uns, den Wert von N mit viel größerer Sicherheit und Präzision zu bestimmen, als es vor wenigen Jahren möglich war.

Wir haben oben Bezug genommen auf die Untersuchungen von Perrin über das Verteilungsgesetz einer großen Zahl winziger Körnchen in einer Flüssigkeit, und auf seinen Nachweis, daß diese Teilchen sich wie Moleküle hohen Molekulargewichtes verhalten. Der Wert von N kann ohne weiteres aus den experimentellen Resultaten abgeleitet werden und ergibt sich als $3{,}14 \cdot 10^{19}$. Die von Perrin entwickelte Methode ist eine ganz neuartige und sinnreiche, und sie wirft ein höchst bedeutendes Licht auf das Gesetz der Energieverteilung. Diese neue Methode, das fundamentale Problem anzugreifen, wird ohne Zweifel in Zukunft wesentlich weiter entwickelt werden.

Es ist bereits gezeigt worden, daß der Wert $N = 2{,}56 \cdot 10^{19}$ erhalten wurde durch die direkte Methode der Zählung der α-Teilchen und Bestimmung des entsprechenden Volumens an erzeugtem Helium. Eine andere sehr einfache Methode zur Bestimmung von N aus radioaktiven Daten beruht auf dem Umwandlungsbetrag des Radiums. Boltwood hat durch direkte Experimente gezeigt, daß Radium in 2000 Jahren zur Hälfte umgewandelt wird. Hieraus folgt, daß von einem Gramm Radium anfänglich 0,346 mgr im Jahre aufbrechen. Nun ist es aus der Zählungsmethode bekannt, daß in der Sekunde $3{,}4 \cdot 10^{10}$ α-Teilchen von einem Gramm Radium ausgesandt werden, und alles spricht dafür, daß der Zerfall eines jeden Atoms begleitet ist vom Austritt eines α-Teilchens. Folglich ist die Zahl der pro Jahr fortgeschleuderten α-Teilchen ein Maß für die Zahl der Atome in 0,346 mgr Radium. Es sind also $3{,}1 \cdot 10^{21}$ Atome in einem Gramm Radium, und nimmt man das Atomgewicht des Radiums als 225 an, so läßt sich mit Leichtigkeit ableiten, daß $N = 3{,}1 \cdot 10^{19}$ ist.

Das Studium der Eigenschaften ionisierter Gase in den letzten Jahren hat zur Entwicklung von einer Reihe wichtiger Methoden geführt zur Bestimmung der Ladung eines Ions, das in einem Gase durch Röntgenstrahlen oder die Strahlung radioaktiver Substanzen erzeugt worden ist. Nach der modernen Anschauung nimmt man an, daß die Elektrizität ebenso wie die Materie eine atomistische Struktur hat, und die vom Wasserstoffatom bei der Elektrolyse des Wassers abgegebene Elektrizitätsmenge wird als die Grundeinheit der Elektrizitätsmenge angesehen. Von diesem Standpunkte aus, der durch gewichtige Gründe gestützt ist, ist die vom Wasserstoffatom mitgeführte Ladung die kleinste Elektrizitätsmenge, die es gibt, und jede andere Elektrizitätsmenge besteht aus ganzen Vielfachen dieser Einheit. Townsends Experimente haben ergeben, daß die Ladung eines Gasions in der Mehrzahl der Fälle die gleiche ist, wie die eines Wasserstoffatoms in der Elektrolyse des Wassers. Aus der Messung der Elektrizitätsmenge, die erforderlich ist, um ein Gramm Wasserstoff in der Elektrolyse frei zu machen, kann hergeleitet werden, daß $N \cdot e = 1{,}29 \cdot 10^{10}$ elektrostatische Einheiten ist, wobei N wie oben die Zahl der Atome in einem Kubikzentimeter Wasserstoff, und e die Ladung ist, die jedes Ion mitführt. Wird e experimentell gefunden, so kann aus dieser Beziehung sogleich N abgeleitet werden.

Die erste direkte Messung der vom Ion mitgeführten Ladung wurde im Jahre 1897 von Townsend gemacht. Wenn eine Lösung von Schwefelsäure elektrolysiert wird, so findet man, daß der freigewordene Sauerstoff in einer feuchten Atmosphäre die Entstehung einer dichten Wolke veranlaßt, die aus winzigen Wassertröpfchen besteht. Jedes dieser winzigen Tröpfchen trägt eine Ladung negativer Elektrizität. Die Größe dieser winzigen Kügelchen und damit ihr Gewicht wurde mittels der Stokesschen Formel

hergeleitet, indem man die Fallgeschwindigkeit der Wolke unter der Wirkung der Schwere ableitete. Das Gewicht der Wolke wurde gemessen, und da man das Gewicht jedes Kügelchens kannte, wurde die Gesamtzahl der anwesenden Tropfen berechnet. Da die Gesamtladung der Wolke gemessen war, konnte die Ladung jedes Tropfens bestimmt werden, und e wurde auf diese Weise zu etwa $3{,}0 \cdot 10^{-10}$ elektrostatischen Einheiten bestimmt. Der dazu gehörige Wert von N ist $4{,}3 \cdot 10^{19}$.

Wir haben bereits auf die von C. T. R. Wilson gefundene Methode Bezug genommen, jedes Ion sichtbar zu machen durch Kondensation von Wasser auf ihm durch eine plötzliche Expansion des Gases. Diese Eigenschaft benutzte Sir Joseph Thomson um die Ladung e jedes Ions zu bestimmen. Wenn die Expansion des Gases einen bestimmten Wert überschreitet, so verdichtet sich das Wasser sowohl auf den positiven, wie auf den negativen Ionen und man sieht eine dichte Wolke kleiner Wassertropfen. J. J. Thomson fand $e = 3{,}4 \cdot 10^{-10}$, H. A. Wilson $e = 3{,}1 \cdot 10^{-10}$ und Millikan und Begeman $4{,}06 \cdot 10^{-10}$. Die entsprechenden Werte von N sind 3,8, 4,2 und $3{,}2 \cdot 10^{19}$. Diese Methode ist sehr interessant und wichtig, da sie die Möglichkeit gibt, direkt die Zahl der im Gase erzeugten Ionen zu zählen. Eine exakte Bestimmung von e nach dieser Methode ist dagegen unglücklicherweise mit großen experimentellen Schwierigkeiten verknüpft.

Moreau hat kürzlich die Ladung negativer Flammenionen bestimmt; die Werte für e und N ergaben sich zu $4{,}3 \cdot 10^{-10}$ und $3{,}0 \cdot 10^{19}$.

Wir haben oben die Arbeit von Ehrenhaft erwähnt über die Brownsche Bewegung, die ultramikroskopischen Silberstaub in Luft zeigt. In einer neuen Publikation (1909) hat er gezeigt, daß jedes dieser Teilchen eine positive oder eine negative Ladung trägt. Die Größe der Teilchen wurde mit dem Ultramikroskop und ebenfalls aus der Fallgeschwindigkeit unter dem Einfluß der Schwere gemessen. Die von jedem Teilchen mitgeführte Ladung wurde aus der gemessenen Masse des Teilchens und seiner Geschwindigkeit in einem elektrischen Felde bestimmt. Der Mittelwert von e ergab sich so als $4{,}6 \cdot 10^{-10}$ und N wird $2{,}74 \cdot 10^{19}$.

Eine dritte wichtige Methode zur Bestimmung von N aus radioaktiven Daten gaben Rutherford und Geiger im Jahre 1908. Die Ladung jedes vom Radium ausgesandten α-Teilchens wurde gemessen, indem direkt die Gesamtladung bestimmt wurde, die von einer gezählten Menge von α-Teilchen getragen wurde. Der Wert der Ladung auf jedem Teilchen ergab sich als $9{,}3 \cdot 10^{-10}$. Durch Betrachtung der allgemeinen Umstände kam man zu dem Schluß, daß jedes α-Teilchen zwei positive Ladungseinheiten trägt, so daß der Wert von $e = 4{,}65 \cdot 10^{-10}$ wird und $N = 2{,}77 \cdot 10^{19}$. Diese Methode besitzt einen beträchtlichen Grad von Zuverlässigkeit, da die erforderlichen Messungen direkt und beträchtlicher Genauigkeit fähig sind.

Die bisher erklärten Methoden zur Messung von e beruhten auf direktem Experiment. Diese Diskussion würde jedoch unvollständig sein, wollte ich nicht eine wichtige Bestimmung von e aus theoretischen Betrachtungen durch Planck erwähnen. Aus der Theorie der Energieverteilung im Spektrum eines heißen Körpers fand Planck $e = 4{,}69 \cdot 10^{-10}$ und $N = 2{,}80 \cdot 10^{19}$. Aus Gründen, auf die wir hier nicht eingehen können, muß dieser theoretischen Ableitung großes Gewicht gegeben werden.

Wenn wir die große Verschiedenheit der Theorien und Methoden betrachten, die zur Bestimmung der Atomkonstanten N und e nutzbar gemacht worden sind, und die wahrscheinlichen experimentellen Fehler, so ist die Übereinstimmung unter den Zahlen bemerkenswert gut. Dies trifft besonders zu, wenn man die neueren Messungen, die nach sehr verschiedenen Methoden gemacht sind, betrachtet, die weit zuverlässiger sind, als die alten Schätzungen. Es ist schwer, eine Bestimmung als vertrauenswürdiger als die andere zu bezeichnen; aber es möge mir verziehen werden, wenn ich einige Zuverlässigkeit den eben diskutierten Methoden zubillige, die auf der von einem α-Teilchen getragenen Ladung beruhen. Der auf diesem Wege erhaltene Wert ist nicht nur in enger Übereinstimmung mit der theoretischen Schätzung von Planck, sondern auch in gutem Einklang mit den neuen Bestimmungen auf mehrere andere unterschiedliche Methoden. Wir können folglich den Schluß ziehen, daß die Zahl der Moleküle in jeglichem Gas bei Normaldruck und Temperatur ungefähr $2{,}77 \cdot 10^{19}$, und der Wert für das Elementarquantum der Elektrizitätsmenge $4{,}65 \cdot 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten ist. An der Hand dieser Daten ist es eine einfache Sache, die Masse jedes Atoms von bekanntem Atomgewicht abzuleiten und den Wert einer Anzahl damit verknüpfter atomistischer und molekularer Größen zu bestimmen.

Es liegt kein Grund mehr vor, die Werte dieser fundamentalen Konstanten mit Mißtrauen zu betrachten, sondern sie dürfen unbedenklich in Berechnungen benutzt werden, um unsere Kenntnis von dem Bau des Atoms und Moleküls weiter zu vermehren. Es werden ohne Zweifel in der Zukunft sehr viele Untersuchungen angestellt werden, um den Wert dieser wichtigen Konstanten mit größtmöglicher Sicherheit festzulegen; aber wir haben allen Grund, anzunehmen, daß die Werte bereits mit beträchtlicher Sicherheit bekannt sind, und zwar mit einem Grade von Genauigkeit, der wesent-

lich größer ist, als man ihn vor wenigen Jahren erzielen konnte. Die bemerkenswerte Übereinstimmung in den Werten von N und e, die doch auf so vielen verschiedenen Theorien beruhen, liefert schon allein einen außerordentlich kräftigen Beweis für Richtigkeit der atomistischen Theorie der Materie und der Elektrizität, denn man kann kaum glauben, daß sich eine solche Übereinstimmung zeigen würde, wenn die Atome und ihre Ladungen kein wirkliches Dasein hätten.

Es hat hier und da die Tendenz geherrscht, anzunehmen, daß die Entwicklung der Physik in den letzten Jahren die atomistische Theorie der Materie hat zweifelhaft werden lassen. Diese Ansicht ist völlig irrig, denn es wird aus den bereits betrachteten Tatsachen klar sein, daß die neuesten Entdeckungen nicht nur die Beweise zugunsten der Theorie erheblich gestärkt haben, sondern einen beinahe direkten und überzeugenden Nachweis ihrer Richtigkeit erbracht haben. Das chemische Atom als eine definierte Einheit in der Unterteilung der Materie hat jetzt seine unumstößliche Stellung in der Wissenschaft. Wenn wir etymologische Betrachtungen aus dem Spiel lassen, so ist das chemische Atom lange als das kleinste Stückchen Materie betrachtet worden, das gewöhnliche chemische Verbindungen eingeht. Es ist nie die Annahme gemacht worden, daß das Atom selbst unzerstörbar und von ewiger Dauer sei, oder daß nicht schließlich Methoden gefunden werden mögen, um es in noch elementarere Einheiten zu spalten. Die Entdeckung des Elektrons hat uns gezeigt, daß das Atom nicht die kleinste Masseneinheit ist, die wir kennen, während das Studium der radioaktiven Körper ergeben hat, daß die Atome einer Reihe von Körpern mit hohem Atomgewicht nicht dauernd stabil sind, sondern plötzlich aufbrechen, indem zugleich ein neuer Typ von Materie auftritt. Dieser Fortschritt unserer Erkenntnis schwächt in keiner Weise die Stellung des chemischen Atoms, sondern zeigt vielmehr seine hohe Bedeutung als Baustein der Materie, dessen Eigenschaften erschöpfend studiert werden müssen.

Der Beweis für die Existenz von Korpuskeln oder Elektronen mit einer scheinbaren Masse, die jedoch sehr klein ist gegen die des Wasserstoffatoms, bedeutet einen Markstein in der Ausdehnung unserer Gedanken über die Konstitution des Atoms. Diese Entdeckung, die einen tiefen Einfluß auf die Entwicklung der modernen Physik ausgeübt hat, verdanken wir in erster Linie Sir Joseph Thomson. Die Existenz des Elektrons als eines wohldefinierten Individuums ist durch ähnliche Methoden und mit derselben Sicherheit festgestellt, wie für das α-Teilchen. Obgleich es bisher nicht möglich gewesen ist, ein einzelnes Elektron durch seinen elektrischen oder optischen Effekt zu entdecken und so ihre Zahl direkt zu zählen, wie im Falle der α-Teilchen, scheint kein Grund dafür vorzuliegen, daß dieses nicht mit der elektrischen Methode sollte erreicht werden können. Der Effekt, den man für ein einzelnes β-Teilchen vorausberechnen kann, ist viel kleiner, als der eines α-Teilchens, aber nicht zu klein, um gemessen zu werden. In diesem Zusammenhang ist es von Interesse festzustellen, daß Regener Szintillationen beim Aufprall von β-Strahlen des Radiums auf einen Schirm von Bariumplatincyanür beobachtet hat, aber die Szintillationen sind zu schwach, um sie mit Sicherheit zu zählen.

Das Experiment hat ergeben, daß die scheinbare Masse des Elektrons mit seiner Geschwindigkeit variiert, und durch Vergleich von Theorie und Experiment ist der Schluß gezogen worden, daß die Masse gänzlich elektrischen Ursprungs ist, und daß keine Notwendigkeit vorliegt, einen materiellen Kern anzunehmen, auf dem die elektrische Ladung verteilt ist. Während es unzweifelhaft ist, daß Elektronen vom Atom oder Molekül durch eine Reihe verschiedener Agenzien losgelöst werden können, und, wenn sie in schneller Bewegung sind, selbständig bestehen können, so bleibt doch ein breiter Spielraum für die Diskussion der tatsächlichen Konstitution des Elektrons, wenn dieser Ausdruck gebraucht werden darf, und der Rolle, die es beim Aufbau des Atoms spielt. Es kann kaum bezweifelt werden, daß das Atom ein kompliziertes System ist, bestehend aus einer Anzahl von positiv und negativ geladenen Massen, die hauptsächlich durch elektrische Kräfte im Gleichgewicht gehalten werden; aber es ist schwer, die relative Wichtigkeit der Rolle zu ermessen, die die Träger der positiven und negativen Elektrizität spielen. Während negative Elektrizität als getrenntes Ganzes im Elektron bestehen kann, gibt es noch keinen entscheidenden Beweis für die Existenz eines entsprechenden positiven Elektrons. Man weiß nicht, wie sehr die Masse eines Atoms von Elektronen oder anderen bewegten Ladungen herrührt, oder ob eine von der elektrischen Masse ganz verschiedene Masse existiert. Ein Fortschritt in dieser Richtung muß aufgegeben werden, bis wir eine klarere Kenntnis von Charakter und Struktur der positiven Elektrizität und ihrer Beziehung zum negativen Elektron gewonnen haben.

Der allgemeine experimentelle Befund zeigt, daß Elektronen zwei verschiedene Rollen in der Struktur des Atoms spielen, die eine als ein lose verknüpfter, leicht zu entfernender Satellit des atomistischen Systems, und die andere als integrierender Bestandteil der inneren Struktur des Atoms. Die ersteren, welche leicht loszu-

lösen oder in Schwingung zu versetzen sind, haben einen wichtigen Anteil an der Verbindung der Atome zu Molekülen und an den Spektren der Elemente; die letzteren, die durch viel größere Kräfte an ihrer Stelle festgehalten werden, können nur durch Explosion des Atoms in Freiheit gesetzt werden, wobei das Atom zertrümmert wird. So scheint die Loslösung eines Elektrons mit kleiner Geschwindigkeit mit den gewöhnlichen Hilfsmitteln des Laboratoriums die Stabilität des Atoms nicht zu gefährden, aber das Fortschleudern eines Elektrons hoher Geschwindigkeit von einer radioaktiven Substanz begleitet die Umwandlung des Atoms.

Der Gedanke, daß die Atome der Elemente einen zusammengesetzten Bau haben, der entweder aus leichteren Atomen oder aus den Atomen irgendeiner Grundsubstanz besteht, ist der Wissenschaft lange vertraut gewesen. Bisher ist kein Beweis erbracht worden für die Möglichkeit, ein Atom hohen Atomgewichtes aus solchen niedrigeren Atomgewichten aufzubauen, aber im Falle der radioaktiven Substanzen haben wir den ganz unumstößlichen Beweis, daß gewisse Elemente den umgekehrten Prozeß des Zerfalles zeigen. Es ist bezeichnend, daß dieser Prozeß ausschließlich bei Atomen höchsten Atomgewichtes, wie Uranium, Thorium und Radium beobachtet worden ist. Mit Ausnahme vielleicht von Radium liegt kein zuverlässiger Beweis dafür vor, daß ein ähnlicher Prozeß bei anderen Körpern stattfindet. Die Transformation des Atoms einer radioaktiven Substanz scheint von einer Explosion des Atoms von großer Intensität herzurühren, bei der ein Teil des Atoms mit großer Geschwindigkeit fortgeschleudert wird. In der Mehrzahl der Fälle wird ein α-Teilchen oder Heliumatom ausgesandt, in manchen Fällen ein Elektron hoher Geschwindigkeit, während einige Substanzen sich umwandeln ohne das Auftreten einer bemerkbaren Strahlung. Die Tatsache, daß die α-Teilchen von einer einheitlichen Substanz alle mit der gleichen sehr hohen Geschwindigkeit ausgeschleudert werden, legt die Möglichkeit nahe, daß das geladene Heliumatom, ehe es fortfliegt, in schneller Kreisbewegung im Atom ist. Bis jetzt gibt es noch keine bestimmten Anhaltspunkte über die Ursachen, die in diesen atomistischen Umwandlungen wirksam sind.

Da in einer großen Zahl von Fällen die Umwandlung der Atome von dem Fortschleudern eines oder mehrerer Heliumatome begleitet ist, so ist es schwer, dem Schluß auszuweichen, daß die Atome der radioaktiven Elemente, wenigstens zum Teil, aus Heliumatomen aufgebaut sind. Es ist gewiß sehr bemerkenswert, und mag sich von großer Bedeutung erweisen, daß Helium, welches vom gewöhnlichen chemischen Standpunkt aus betrachtet, ein inaktives Element ist, eine so wichtige Rolle in der Konstitution der Atome von Uranium, Thorium und Radium spielt.

Das Studium der Radioaktivität hat nicht nur ein helles Licht auf den Charakter der atomistischen Umwandlung geworfen, sondern es hat auch zur Entwicklung von Methoden zum Nachweis beinahe unendlich kleiner Mengen radioaktiver Materie geführt. Es ist bereits darauf hingewiesen worden, daß zwei Methoden, — eine elektrische und eine optische, — ersonnen worden sind für den Nachweis eines einzelnen α-Teilchens. Mittels der optischen oder Szintillationsmethode ist es möglich, mit Genauigkeit die Zahl der α-Teilchen zu zählen, wenn auch nur eines in der Minute fortgeschleudert wird. Es ist also nicht schwer, die Transformation irgendeiner radioaktiven Substanz zu verfolgen, in der nur ein Atom pro Minute aufbricht, vorausgesetzt, daß ein α-Teilchen die Umwandlung begleitet. Im Falle einer schnell zerfallenden Substanz, wie Aktiniumemanation, deren Halbierungszeit 3,7 Sekunden ist, ist es möglich die Anwesenheit, wenn nicht eines einzelnen, so doch weniger Atome nachzuweisen, während in manchen Fällen die Anwesenheit von 100 Atomen einen unbequem großen Effekt ergeben würde. Die Zählung der Szintillationen liefert eine äußerst wirksame und direkte quantitative Methode zum Studium der α-Strahlen aussendenden radioaktiven Substanzen. Es ist nicht nur leicht, die Zahl der in einem gegebenen Intervall ausgesandten α-Strahlen zu zählen, sondern man kann auch durch passende Experimente entscheiden, ob ein, zwei oder mehr α-Teilchen beim Zerfall eines einzelnen Atoms auftreten.

Die Möglichkeit, ein einzelnes materielles Atom nachzuweisen, hat ein neues Arbeitsfeld im Studium diskontinuierlicher Phänomene eröffnet. Beispielsweise gibt das experimentell gefundene Umwandlungsgesetz radioaktiver Materie nur den Mittelwert der Umwandlung, aber mit Hilfe der elektrischen oder der Szintillationsmethode kann man durch direktes Experiment den Zeitraum zwischen dem Zerfall zweier Atome und das Gesetz der wahrscheinlichen Verteilung der α-Strahlen nun den Mittelwert bestimmen.

Ganz abgesehen von der Wichtigkeit des Studiums radioaktiver Umwandlungen, geben die Strahlungen von aktiven Körpern sehr wertvolle Aufschlüsse über die Wirkungen, die schnell bewegte Partikel beim Durchgang durch Materie hervorbringen. Die drei Arten von Strahlen, die α-, β- und γ-Strahlen, die aktive Körper emittieren, sind sehr verschieden in ihrem Charakter und Durchdringungsvermögen. Beispielsweise werden die α-Teilchen durch ein Blatt Schreibpapier völlig gebremst, während man die γ-Strahlen des Radiums leicht nach Passieren von 20 cm Blei nachweisen kann. Die Unter-

schiede im Absorptionscharakter der Strahlen rühren ohne Zweifel teils von der verschiedenen Art der Strahlung, teils von der Verschiedenheit der Geschwindigkeiten her.

Die Art der durch α- und β-Strahlen hervorgebrachten Wirkungen wird am einfachsten in Gasen studiert. Das α-Teilchen hat eine so große Bewegungsenergie, daß es auf seinem Wege die Moleküle des Gases durchdringt, und nicht weniger als 100000 ionisierte oder dissoziierte Moleküle auf seiner Bahn zurückläßt. Nach Durchlaufen einer bestimmten Distanz verliert das α-Teilchen plötzlich seine charakteristischen Eigenschaften und verschwindet aus dem Gesichtskreis unserer Beobachtungsmethoden. Es verliert ohne Zweifel schnell seine hohe Geschwindigkeit und wird nach Neutralisation seiner Ladung ein wanderndes Heliumatom. Die durch das α-Teilchen hervorgerufene Ionisation scheint in der Loslösung eines oder mehrerer langsamer Elektronen vom Molekül zu bestehen, aber im Falle zusammengesetzter Gase ist der Ionisationsvorgang zweifellos von einer chemischen Dissoziation des Moleküls selbst begleitet, obgleich es schwer ist zu entscheiden, ob diese Dissoziation ein primärer oder sekundärer Effekt ist. Die chemische Dissoziation durch α-Teilchen öffnet ein weites Feld für Untersuchungen, mit denen bisher gerade erst begonnen wird.

Das β-Teilchen unterscheidet sich vom α-Teilchen durch sein viel höheres Durchdringungsvermögen, und durch die sehr kleine Zahl der ionisierten Moleküle im Vergleich zu einem α-Teilchen, das den gleichen Weg im Gase zurücklegt. Es wird sehr leicht durch die Gasmoleküle aus seiner Bahn abgelenkt, und es spricht viel dafür, daß, im Gegensatz zum α-Teilchen, das β-Teilchen von einem Molekül aufgehalten und eingefangen werden kann, wenn es mit sehr hoher Geschwindigkeit dahinfliegt.

Wenn man die große kinetische Energie der α-Teilchen und den kleinen Energiebetrag, der in einem einzelnen Molekül absorbiert wird, in Betracht zieht, so kann man wohl nicht daran zweifeln, daß das α-Teilchen, wie Bragg betonte, wirklich durch das Atom, oder besser den Wirkungsbereich des Atoms hindurchfliegt, das auf seinem Wege liegt. Das Atom hat sozusagen keine Zeit, dem schnell daherfliegenden α-Teilchen aus dem Wege zu gehen, das letztere muß vielmehr durch das atomistische System hindurchgehen. Von diesem Gesichtspunkt aus bleibt der alte Ausspruch, der in den meisten Fällen wahr ist, daß nämlich zwei Körper nicht den gleichen Raum einnehmen können, nicht mehr bestehen für materielle Atome, wenn sie sich mit genügend großer Geschwindigkeit bewegen.

Es kann kaum einem Zweifel unterliegen, daß ein sorgsames Studium der durch α- und β-Teilchen beim Durchgang durch Materie hervorgerufenen Effekte schließlich noch weit mehr Licht auf die Konstitution des Atoms selbst werfen wird. Es ist schon nachgewiesen, daß der Charakter der Absorption eng mit den Atomgewichten der Elemente und ihrer Stellung im periodischen System verknüpft ist. Einer der auffallendsten Effekte beim Durchgang von β-Strahlen durch Materie ist die Zerstreuung der β-Teilchen, d. h. ihre Ablenkung aus der geradlinigen Bahn durch ihre Zusammenstöße mit den Molekülen. Man dachte eine Zeitlang, daß man eine solche Zerstreuung nicht im Falle der α-Teilchen erwarten dürfe infolge ihrer viel größeren Masse und kinetischen Energie. Jedoch zeigen die letzten Experimente von Geiger, daß die Zerstreuung der α-Teilchen sehr ausgeprägt ist, und daß sie so groß ist, daß ein kleiner Teil der α-Strahlen, die auf einen Metallschirm prallen, ihre Geschwindigkeit umkehren und auf der gleichen Seite wieder austreten. Diese Zerstreuung kann man mit der Szintillationsmethode aufs bequemste untersuchen. Man kann zeigen, daß die Ablenkung der α-Strahlen aus ihrer Bahn bereits nach dem Durchgang durch sehr wenige Atome bemerkbar ist. Der Schluß ist zwingend, daß das Atom der Sitz eines starken elektrischen Feldes ist, denn sonst würde es unmöglich sein, die Richtung des Teilchens beim Passieren einer so kleinen Strecke, wie des Durchmessers eines Moleküls zu ändern.

Zum Schluß möchte ich die Einfachheit und Direktheit der Methoden hervorheben, die durch die neuesten Entdeckungen für den Angriff der atomistischen Probleme nutzbar werden. Wie wir gesehen haben, ist es nicht nur eine einfache Sache, z. B. die Zahl der α-Teilchen durch die Szintillationen auf einem Zinksulfidschirm zu zählen, sondern es ist auch möglich, direkt die Ablenkung eines individuellen Teilchens beim Durchgang durch ein elektrisches oder magnetisches Feld zu untersuchen, und die Abweichung jedes Teilchens vom geradlinigen Wege infolge der Zusammenstöße mit den Molekülen der Materie zu bestimmen. Wir können direkt die Masse jedes α-Teilchens messen, seine Ladung, seine Geschwindigkeit, und können zugleich die Zahl der Atome bestimmen, die in einer gegebenen Gewichtsmenge jeder bekannten Art von Materie vorhanden sind. Im Lichte dieser und ähnlicher direkter Ableitungen, die auf sehr wenigen Annahmen beruhen, finden die Physiker meines Erachtens einige Rechtfertigung für ihren Glauben, daß sie auf dem sicheren Felsen der Wirklichkeit bauen, und nicht, wie uns so manche unserer wissenschaftlichen Mitbrüder warnend vorhalten, auf dem losen Sande der Einbildung und Hypothese.

(Aus dem Englischen übersetzt von Wilh. Westphal.)



A. S. Eve, Sekundärstrahlung von γ-Strahlen an verschiedenen Metallen.

Verfasser hat die Abhängigkeit der Sekundärstrahlung von γ-Strahlen vom Molekulargewicht für verschiedene Metalle gemessen. Die Resultate wurden benutzt zur Integration des Ionisierungseffektes in einem Elektroskop, wenn vier Platten miteinander nach der bekannten Methode von Bragg vertauscht wurden.

Die Kurven für die Sekundärstrahlung zeigten ausgeprägte Unterschiede je nach der Art der verwandten γ-Strahlen. Bei Einschaltung eines Schirmes von Blei von 2 cm Dicke ergab Kohle 20 Proz. mehr Strahlung als Blei. Eisenschirme brachten keine solchen Unterschiede in der Sekundärstrahlung hervor. Einschaltung von Uraniumsalz, sowie tertiäre γ-Strahlen bewirkten, daß Kohle etwa 20 Proz. weniger als Blei emittierte.

H. T. Barnes, Variation der spezifischen Wärme des Quecksilbers bei hoher Temperatur.

Verfasser mißt die spezifische Wärme des Quecksilbers bis zum Siedepunkt hinauf mittels einer sehr genauen kalorimetrischen Methode unter Benutzung von fließendem Quecksilber und Wasser. Er weist nach, daß die Form der Kurve die gleiche ist, wie beim Wasser, mit einem Minimum bei 140^0.

P. Phillips, Rekombination von Ionen in Luft bei verschiedener Temperatur.

Unter Benutzung der Langevinschen Methode findet Verfasser das Resultat von Ericson bestätigt (Phil. Mag. **104**, 328, 1909), daß der Rekombinationskoeffizient mit steigender Temperatur abnimmt, und zwar um 72 Proz. von 15^0—178^0, ebenso wie bei Ericson.

O. Reichenheim, Über Anodenstrahlen und ihre Spektra.

Verfasser beschreibt die von ihm und E. Gehrcke gefundenen Anodenstrahlen, die durch Einführung von Halogendämpfen in ein Entladungsrohr entstehen, sowie die bei Durchbohrung der Anode entstehenden A_1-Strahlen. Sodann gibt er einige neue Resultate über die Spektra der Anodenstrahlen, die sehr einfach sind im Vergleich mit Funken- und Bogenspektren. Beim Dopplereffekt an Erdalkali-Anodenstrahlen ist nur die „bewegte Intensität" vorhanden, die „ruhende Intensität" fehlt.

A. E. H. Lore, Über Erdgezeiten.

Bericht über die neuesten Arbeiten auf diesem Gebiete.

J. J. Thomson, Über positive Elektrizität.

Verfasser behandelt die Frage, ob es eine wohldefinierte positive Ladungseinheit gibt, wie sie für die negative Ladung im Elektron gefunden worden ist. Mit anderen Worten die Frage: kann man durch Ionisation verschiedener Gase positiv geladene Teilchen derselben Größe und Ladung erhalten? Verfasser bespricht eine Reihe eigener Versuche mit Kanalstrahlen. Es wurde die magnetische Ablenkung von Kanalstrahlen im höchsten erreichbaren Vakuum mittels eines Fluoreszenzschirmes gemessen. Bei hohen Drucken besteht der Fluoreszenzfleck der abgelenkten Strahlen aus einem Streifen, entsprechend Ablenkungen von Null bis zu einem scharfen Maximum, und zwar im positiven, wie im negativen Sinne. Im höchsten Vakuum bleibt nur der unabgelenkte Fleck und die maximal abgelenkten Flecke bestehen. Der unabgelenkte Fleck entspricht Teilchen, die das Magnetfeld ungeladen passiert haben. Für die abgelenkten Flecke ergibt die Kombination von elektrischer und magnetischer Ablenkung die Größe $\frac{e}{m}$ zu $\pm 10^4$, entsprechend einem Wasserstoffion. Wendet man in einigem Abstand hinter dem ersten Magnetfelde noch ein zweites senkrecht zu jenem gerichtetes Magnetfeld an, so bleiben die durch das erste erzeugten Flecke bestehen. Es kommen aber noch zwei weitere Flecke auf jeder Seite hinzu. Das bedeutet, daß die Kanalstrahlteilchen auf dem Wege von einem Feld ins andere ihren Charakter teils gewahrt haben, teils haben sie ihre Ladung verloren, teils sind ungeladene nunmehr geladen. Die hellste Fluoreszenz rührt von dem unabgelenkten Fleck her.

Verfasser spricht die Vermutung aus, daß die Teilchen ursprünglich neutrale Dupletts seien, die vom Gasmolekül abgespalten seien, bestehend aus einem positiven Teil von der Art des Wasserstoffions und einem Elektron, nur daß dieses Duplett sich in seine Komponenten spalten kann. Dafür spricht auch, daß die Geschwindigkeit der gegen das Feld laufenden mit den Kanalstrahlen wesensgleichen K_1-Strahlen die gleiche ist, wie die der Kanalstrahlen.

Durch eine Reihe von Versuchen wird bewiesen, daß die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen bei tiefsten Drucken vom Entladungspotential unabhängig ist, indem zugleich die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen gemessen wird. Dies zeigt folgende Tabelle:

Elektrische Ablenkung der Kanalstrahlen	Magnetische Ablenkung der Kanalstrahlen	Elektr. Ablenkung der Kathodenstrahlen	Schlagweite einer parallelen Funkenstrecke
6 mm	6 mm	6 mm	0,5 cm
6	6	4,5	—
6,5	6,5	2,5	—
6	5,5	2	3,8



Der Wert $\frac{\varepsilon}{m}$ ergibt sich in Wasserstoff, Stickstoff, Helium, Uran, Methyljodid und Uranchlorid stets zu 10^4.

Verfasser zieht aus diesen Versuchen den Schluß, daß das positive Kanalstrahlteilchen die positive Einheit der Elektrizitätsmenge darstelle.

Diese Auffassung stützt er durch Versuche von E. M. Wellisch. In einem Gemisch von Methyljodid und Wasserstoff wird durch Röntgenstrahlen praktisch nur ersteres ionisiert. Die Beweglichkeit der gebildeten Ionen entspricht aber der eines Wasserstoffions. Verfasser schließt daraus, daß dieses Ion der positive Rest eines vom Gasmolekül abgespaltenen Dupletts der erwähnten Art sei. So erklärt sich die geringe Zahl von Ionen in einem Gase im Verhältnis zur Zahl der Gasmoleküle, indem von den Dupletts immer nur wenige aufbrechen.

Alle Effekte, bei denen man aus starker Ablenkbarkeit positiver Strahlen auf positive Elektronen geschlossen hat, sind aus geringer Geschwindigkeit dieser Strahlen zu erklären. Verfasser hält die Existenz von positiven Elektronen für wahrscheinlich, aber zurzeit für völlig unbewiesen.

H. M. Macdonald, Brechung elektrischer Wellen.

Verfasser gibt eine Berechnung des Einflusses einer leitenden Kugel auf elektrische Wellen unter Überwindung erheblicher mathematischer Schwierigkeiten. Die Lösung findet Anwendung auf das Problem der Funkentelegraphie.

J. W. Gifford, Ein verkittetes dreigliedriges Objektiv für spektroskopische Zwecke.

Das Objektiv ist eine Modifikation eines bereits früher beschriebenen astronomischen Objektivs. Es zeichnet sich durch große Apertur aus und ist achromatisiert für die Wellenlängen 768,2 $\mu\mu$, 560,4 $\mu\mu$ und 434,1 $\mu\mu$.

C. W. Chamberlain, Die Relativbewegung von Erde und Äther und der Fitzgerald-Lorentz-Effekt.

Ein Vorschlag zur Verbesserung des Michelson-Morleyschen Versuchs unter Sichtbarmachung von Effekten zweiter Ordnung.

F. Allan, Der Einfluß der Ermüdung des Auges mit Rot, Orange und Gelb auf dessen Farbenempfindlichkeit.

Verfasser hat das Auge mit Licht verschiedener Wellenlängen ermüdet und findet zwei verschiedene, scharf getrennte Ermüdungsbereiche, je nachdem die Wellenlänge des ermüdenden Lichtes größer oder kleiner als $\lambda = 660\ \mu\mu$ ist.

T. M. Lowry, Berichte der Kommission über: Dynamischen Isomerismus.

Ein Bericht über den jetzigen Stand der Frage nach der physikalischen oder chemischen Erklärung von Fluoreszenz, Phosphoreszenz, Triboluminescenz und Farbe.

E. Goldstein, Über dreifache Emissionsspektra fester aromatischer Substanzen.

Feste oder mit flüssiger Luft zum Erstarren gebrachte und mit Kathodenstrahlen bestrahlte aromatische Verbindungen können drei ganz verschiedene Spektra zeigen, die kein einziges Maximum gemeinsam haben. Sie werden als Vorspektrum, Hauptspektrum und Lösungsspektrum bezeichnet. Das Vorspektrum tritt in den ersten Momenten der Bestrahlung auf. Alle drei Spektra beginnen im Rot oder Ultrarot. Die Vorspektra erstrecken sich bis ins Ultraviolett, die Hauptspektra reichen niemals über $\lambda = 460\ \mu\mu$ hinaus. Die Lösungsspektra variieren stark mit dem Lösungsmittel. Selbst für isomere Substanzen können die Lösungsspektra im gleichen Medium ganz verschiedenen Habitus zeigen. Sehr kleine Substanzmengen, z. B. weniger als $^1/_{100000}$ Naphthalin in Chlorbenzol können auf diese Weise nachgewiesen werden. Die hieraus resultierende, sehr empfindliche Prüfungsmethode für die Reinheit der aromatischen Substanzen hat ergeben, daß anscheinend bisher noch kein einziger aromatischer Körper ganz rein dargestellt worden ist.

Ehrhardt, Einfluß der Temperatur auf elektrische Entladungen im Vakuum.

In einem Entladungsrohr mit zwei sich gegenüberstehenden Aluminiumplatten als Elektroden wurden die Potentiale, welche imstande waren, die Entladung einzuleiten bezw. gerade noch zu unterhalten bei verschiedenen Drucken und Temperaturen (zwischen -78^0 und $+320^0$) gemessen. Die Anfangspotentiale liegen für hohe Temperaturen tiefer als für niedrige (bei gleichem Druck); bei tiefen Temperaturen existiert ein „kritischer Druck", für welche das Anfangspotential ein sehr deutliches Minimum aufweist; dieses Minimum verwischt sich ganz bei zunehmender Erwärmung. Die Kurven für das Minimumpotential sind nicht wesentlich abhängig von der Temperatur, doch liegen die Werte für höhere Temperaturen etwas niedriger. Endgültige Schlüsse über den Einfluß der Temperaturen auf die Stoßionisation lassen sich hieraus noch nicht ziehen.



Otto Hahn, Über die Herstellung neuer radioaktiver Zerfallsprodukte.

Vor etwa zwei Jahren hat der Verfasser in Gemeinschaft mit Lise Meitner eine Untersuchung über die Absorption der β-Strahlen aller einzelnen β-strahlenden Substanzen begonnen. Die ersten Resultate führten zu der Arbeitshypothese, daß einheitliche radioaktive Zerfallsprodukte nur eine Sorte von homogenen Strahlen aussendet. Im Aktinium wurde dabei ein neues Produkt Aktinium C erhalten, im Thorium ein Körper ThD, so daß für Thorium und Aktinium die Hypothese sehr gut bestätigt ist.

Neuerdings wurde nun auch das Radium untersucht, und die komplexe β-Strahlung von RaC führte zu einem Nachweis von dessen komplexer Natur. Radium C besteht sicher aus zwei, vielleicht aus drei sukzessiven Produkten.

Unlängst gelang es den Autoren auch nachzuweisen, daß Radium selbst außer den lange bekannten α-Strahlen auch typische β-Strahlen emittiert. Im Lichte der obengenannten Hypothese mußte also auch Radium selbst komplex sein und aus 2 Substanzen, etwa Ra und RaX, bestehen.

Bis jetzt angestellte Versuche scheinen den Schluß wahrscheinlich zu machen, doch sind die Resultate noch nicht so weit, um die komplexe Natur des Radiums selbst als bewiesen zu betrachten.

J. H. Pointing, Über die Verlängerung von belasteten Drähten durch Torsion.

Es wird zunächst eine mathematische Ableitung dafür gegeben, daß auf eine Ebene, auf welche schwache Kräfte wirken, stets ein Druck senkrecht zur Ebene dieser Kräfte wirkt, der proportional ist dem Quadrat des Drehungswinkels. Dementsprechend muß ein tordierter Draht sich gleichzeitig verlängern. Dieses wurde experimentell bestätigt an Drähten verschiedenen Materials und es ergab sich in der Tat für die doppelte Torsion der vierfache Wert der Verlängerung. Die gemessenen Effekte sind zwar nur klein, aber doch zu groß um irgendwelchen Fehlerquellen, etwa der Erwärmung zugeschrieben zu werden.

Nichols und Merrit, Abhängigkeit der Fluoreszenz von der Temperatur.

Es wurde der Einfluß der Temperatur auf das Fluoreszenzspektrum verschiedener Substanzen (Willemit, Anthrazen, konzentrierte alkoholische Lösungen von Resurofin und Fluoreszein) untersucht, wenn dieselben vom Licht einer Quecksilberlampe erregt werden. In der Regel werden beim Abkühlen die Fluoreszenzbanden schmäler und verlieren an Intensität; doch lassen sich allgemein gültige Gesetze nicht aufstellen. Willemit und Anthrazen zeigen den angegebenen typischen Verlauf; ebenso die Lösung von Resurofin, wenn es bis auf -165^0 abgekühlt wird; bei weiterer Temperaturerniedrigung bis auf -185^0 nimmt die Fluoreszenzbande an Breite und Intensität wieder bedeutend zu. Für Fluoreszein dagegen tritt lediglich eine Verschiebung der Bande nach dem roten Ende zu ein, und die Verteilung der Helligkeitsmaxima ändert sich etwas, jedoch ohne wesentliche Verringerung der Gesamtintensität.

Gibbs, Einfluß der Temperatur auf die Absorption und das Fluoreszenzspektrum von Uranglas.

Die Absorption im Uranglas nimmt bei Abkühlung von Zimmertemperatur auf -180^0 im ganzen Spektralgebiete um einen geringen Betrag ab; gleichwohl nimmt überraschenderweise die Intensität der Fluoreszenz bis zu beinahe dem doppelten Wert zu. Dabei zerfällt die bei $+20^0$ ziemlich flach verlaufende Bande in zwei durch ein deutliches Minimum voneinander getrennte Teile.

Zeleny, Fall sphärischer Körper in reibenden Medien.

Da das Stokessche Gesetz von großer Bedeutung für die Wilsonschen und Thomsonschen Messungen der Ladung e ist, wurde dasselbe für sphärische Körper verschiedener Größe in Luft nachgeprüft; verwendet wurden Lykopodium, Polytrichum, Lykoperdon, deren Masse, Radius und Dichtigkeit mit großer Genauigkeit gemessen wurden. Die hieraus berechneten Werte V_r der Fallgeschwindigkeit differierten von den experimentell gefundenen V_m desto mehr, je größer der Radius war; für die größten untersuchten Körper (Lykopodium $r = 0{,}00158$) war das Verhältnis $V_m : V_r = 1{,}98$, für die kleinsten (Lykperdon $r = 0{,}000207$ cm) $= 1{,}6$. Von der letzteren Größenordnung sind auch die Wassertropfen in den Wilsonschen Messungen; führt man in dessen Berechnung eine dementsprechende Korrektion ein, so erhält man für e einen Wert, der annähernd doppelt so groß ist, als der bisher angenommene.

E. F. Burton, Einfluß von Elektrolyten auf kolloidale Eisenoxydlösungen.

Die Geschwindigkeit der Teilchen einer Eisenoxydlösung, die in elektrolytisch leitend gemachtem Wasser dialysiert wurde, in einem elektrischen Feld wurde mit Hilfe des Ultramikroskops gemessen; sie wuchs anfangs mit zunehmender Reinigung der Lösung, von einem gewissen Punkt ab nahm sie dann wieder ab und zwar angenähert proportional zu der noch

in der Lösung befindlichen Menge Chlor. Kaliumphosphat beeinflußte die Geschwindigkeit im gleichen Maße, wie dies früher für die Bredigsche Kupferlösung gefunden wurde. Ein Vergleich des Koagulationsvermögens monovalenter, divalenter und trivalenter Ionen bestätigte die Richtigkeit des Gesetzes von Lender, Picton und Stardy.

J. H. Pointing, Über die Wellenbewegung in einem rotierenden Zylinder und das Drehmoment eines zirkular polarisierten Lichtstrahls.

Wenn ein Zylinder gleichmäßig um seine Achse rotiert und dabei die auf ihn ausgeübte Kraft gleichmäßig überträgt, so werden Punkte, die ursprünglich auf einer Geraden parallel der Achse lagen, während der Bewegung auf einer Spirale liegen, deren Ganghöhe abhängt von der Umdrehungszahl und von den elastischen Eigenschaften des Stabes. Die in der Zeiteinheit übertragene, d. h. durch die Querschnittseinheit hindurchgehende Energie ist proportional dem Drehmoment und der Umdrehungszahl.

Ganz analog verhält sich ein zirkular polarisierter Lichtstrahl; und da für einen solchen die durch die Querschnittseinheit hindurchgehende Energie bekannt ist gleich dem Lichtdruck P, so erhält man für das Drehmoment, welches der Strahl auf ein absorbierendes Medium überträgt, den Wert $\frac{P \cdot \lambda}{2\pi}$, das heißt eine Größe, die ungefähr nur $\frac{1}{10^5}$ des Lichtdruckes beträgt und somit experimentell kaum gemessen werden kann.

T. Lyman, Einige Eigenschaften sehr kurzwelligen Lichtes.

Verfasser hat die Strahlen des Gebietes von 200 bis 103 $\mu\mu$ untersucht, durch Beobachtung des von Kathodenstrahlen in verschiedenen Gasen ausgehenden Lichtes. Das stärkste Spektrum ergab Wasserstoff, ein schwächeres Argon, gar keine Emission Stickstoff, Sauerstoff und Helium. Wasserstoff, Stickstoff, Argon und Helium von Atmosphärendruck sind in diesem Gebiet durchsichtig, Sauerstoff, wie Schumann zeigte, nicht. Sauerstoff zeigt mit abnehmendem Druck ein Absorptionsspektrum aus sehr vielen Banden, ebenso CO und CO_2. Das Spektrum von H_2 in diesem Gebiet steht in keiner Beziehung zum sichtbaren Spektrum. Die Strahlen haben stark ozonisierende Wirkung, ferner erzeugen sie eine sehr starke Volumionisation. Ebenfalls erheblich ist der photoelektrische Effekt.

J. Kinoshita, Die photographische Wirkung der α-Strahlen.

Die photographische Wirkung der α-Strahlen ist die gleiche in der ganzen Reichweite der Strahlen, geht also nicht parallel mit der Ionisation im Gase. Die Abhängigkeit der Schwärzung von der Zahl der α-Teilchen wird durch eine bei Null beginnende Kurve mit einem deutlichen Sättigungspunkt dargestellt. Letztere erklärt sich daraus, daß bei der dem Knick entsprechenden Dichte Überdeckung einzelner Effekte eintritt. Bei 400 facher Vergrößerung erweist sich die Schwärzung als aus einzelnen Punkten zusammengesetzt, deren Zahl gleich der der α-Teilchen ist, wie folgende Tabelle zeigt:

Zahl der Teilchen (ber.)	$2{,}01 \cdot 10^7$	$5{,}45 \cdot 16^6$
Zahl der Punkte (beob.)	$2{,}26 \cdot 10^7$	$5{,}38 \cdot 10^6$.

J. H. Poynting und G. Barlow, Über den Druck der Strahlung gegen ihre Quelle.

Ein sehr dünner Körper wurde durch Bestrahlung mit einer Bogenlampe erhitzt bis zum Gleichgewichtszustande. Benutzt wurden dünne Asphaltscheibchen: 1. auf beiden Seiten schwarz (*BB*), 2. vorn schwarz, hinten versilbert (*BS*), 3. auf beiden Seiten versilbert (*SS*), 4. vorn versilbert, hinten schwarz (*SB*). Alle vier Scheibchen befanden sich auf einem leichten Glimmerrahmen, der im besten Vakuum leicht drehbar aufgehängt war. Die Flächen werden nacheinander beleuchtet, und die Ablenkung gemessen. Es ergab sich gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen Werten und den Werten, die aus der Annahme folgen, daß das Reflexionsvermögen des Silbers 90 Proz., das der schwarzen Fläche 5 Proz. sei:

		BB	*BS*	*SS*	*SB*
Ablenkung		16,3	22,5	29,8	27,2
Verhältnis zur einfall. Energ.	beob.	1,09	1,51	2,0	1,82
	ber.	1,10	1,64	2,0	1,9

Ein Radiometereffekt war nachweislich nicht vorhanden.

E. Rutherford, Über die Wirkung von α-Strahlen auf Glas.

Joly hat gezeigt, daß die im Glimmer auftretenden, kreisförmigen Flecke herrühren von der α-Strahlung einer in ihrem Zentrum liegenden sehr kleinen Menge radioaktiver Substanz. Der Radius der Ringe stimmt ziemlich gut mit der Reichweite der α-Strahlen im Glimmer überein. Verfasser hat dieselbe Erscheinung an einer Glaskapillare beobachtet, in der Radiumemanation eingeschlossen war. Die Seele der Kapillaren war umgeben mit einem scharf begrenzten Bereich, in dem das Glas unter der Wirkung der α-Strahlen eine Ände-

rung des Brechungsindex erfahren hatte. Die Dicke des Zylinders steht im Einklang mit der Reichweite der α-Strahlen.

W. Westphal, Über die Ladung von Gasionen.

Zusammenfassender Bericht über die Arbeiten von J. Franck und W. Westphal über diesen Gegenstand. Vergl. Verh. d. D. Phys. Ges., S. 146—154 und 276—280, 1909.

J. C. Mc Lennan, Über die durch α-Strahlen in verschiedenen Metallen erzeugte Sekundärstrahlung.

Ein α-Strahlen emittierender Körper sendet außer diesen auch δ-Strahlen aus. Langevin hat gezeigt, daß α-Strahlen im Vakuum beim Auftreffen auf ein Metall ebenfalls sekundäre δ-Strahlen auslösen. Verfasser untersucht die Abhängigkeit dieser Emission normaler Art des Metalles, auf das das Präparat niedergeschlagen ist bezw. auf das es auftrifft. Das Poloniumpräparat befindet sich auf der einen Platte eines Kondensators im Vakuum. Durch Anwendung elektrischer und magnetischer Felder und Strommessung mittels Elektrometer wird die Intensität der einzelnen Strahlungen, α-Strahlen, δ-Strahlen von der tragenden Platte (δ) und Sekundärstrahlung beim Aufprall (s) einzeln bestimmt. Folgende Tabelle zeigt die gemessenen relativen Werte für dasselbe Metall bei verschieden starkem Präparat.

α	s	δ
1,0	1,0	1,0
7,3	7,71	7,95
11,23	10,00	9,60
38,28	28,4	29,2

Die Sekundär- und δ-Strahlung ist also proportional der Intensität der Primärstrahlung. Weitere Versuche ergaben eine deutliche Abhängigkeit der Sekundärstrahlung vom Metall. Bei Benutzung verschiedener Unterlagen für das Präparat erweist sich die δ-Strahlung als proportional der Intensität des Präparats, ohne Rücksicht auf die Unterlage. Ihr Ursprung liegt also im Polonium selbst.

W. T. Kennedy, Die Verteilung des aktiven Niederschlags von Aktinium im elektrischen Felde.

Verfasser untersucht die Aktivität zweier entgegengesetzt geladener Elektroden, zwischen denen sich Aktinium-Emanation befindet, bei verschiedenen Drucken. Er findet für beide Elektroden eine Zunahme des aktiven Beschlags mit abnehmendem Druck bis zu einem Maximum und dann einen starken Abfall. Die negative Platte wird stets stärker aktiviert als die positive. Dasselbe Maximum der Aktivierung der Platten findet sich auch ohne elektrisches Feld, Verfasser schließt daraus, daß die Verteilung der Aktivität durch Ionendiffusion bedingt sei.

F. Allan, Eine neue Methode zur Messung der Helligkeit im Spektrum.

Die einzelnen Streifen eines Spektrums werden mit einem unveränderlichen weißen Lichtstreifen verglichen, indem sie mittels zweier Nicols auf gleiche Helligkeit gebracht werden. Aus der Drehung der Nicols wird die relative Helligkeit der einzelnen Komponenten des Spektrums berechnet.

W. Bakes, Die Wirkung des Lichtes auf die Isolationsfähigkeit des Schwefels.

Ein mit Schwefel isoliertes Elektroskop zeigt eine tägliche Periode der Isolation, die der Wirkung des Lichtes zuzuschreiben ist; dasselbe tut Ebonit, dagegen nicht Bernstein.

(Eingegangen 25. September 1909.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Breslau Dr. Rudolf Ladenburg für Physik, an der Universität Berlin Dr. Erich Regener für Physik.

Ernannt: Der a.o. Professor für Astronomie an der Universität Kiel Dr. Hermann Kobold zum ord. Honorarprofessor, der Privatdozent für Astronomie und Geodäsie an der Universität Wien Dr. Adalb. Prey zum a. o. Professor daselbst.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 22. — 10. November 1909. — 10. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 23 am 15. November 1909.

INHALT.

81. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg, vom 21. bis 25. September 1909.

In den allgemeinen Sitzungen wurden folgende naturwissenschaftliche Themen behandelt: H. Kayser (Bonn), Die Entwicklung der Spektroskopie; J. Wiesner (Wien), Der Lichtgenuß der Pflanzen; A. Penck (Berlin), Die Erreichung des Nordpols; O. Friedländer (Wien), Über den antiken Purpur. Ferner sprachen in der gemeinsamen Sitzung beider Hauptgruppen: E. F. Sueß (Wien), Über Gläser kosmischen Ursprungs; J. Elster (Wolfenbüttel) und O. Brill (Wien), Über den gegenwärtigen Stand der Radiumforschung, ersterer das Thema von der physikalischen, letzterer von der chemischen Seite behandelnd. In der Gesamtsitzung der naturwissenschaftlichen Hauptgruppen redeten: F. Becke (Wien), Die Entstehung des kristallinen Gebirges; V. Uhlig (Wien), Über den geologischen Bau der Ostalpen mit besonderer Berücksichtigung der Tauern.

In der stark besuchten physikalischen Abteilung standen schon nach der Zahl der Vorträge im Vordergrunde des Interesses einerseits Fragen der Radioaktivität, andererseits vor allem das Relativitätsprinzip. Die Diskussion bei den das letztere behandelnden Vorträgen ließ die zurzeit hier noch herrschende Meinungsverschiedenheit deutlich in Erscheinung treten; aber gerade in einem solchen Stadium dürfte ja der Meinungsaustausch förderlich wirken, der private noch mehr als der öffentliche.

Der Kommission war es diesmal in besonders hohem Maße gelungen, die ungefähr dasselbe Gebiet behandelnden Vorträge zeitlich zusammenzulegen; ebenso erleichterte das sehr frühzeitige Bekanntgeben des Programms der Sitzungen die Teilnahme an bestimmten Vorträgen.

Zum 1. Vorsitzenden der nächstjährigen Versammlung in Königsberg wurde Geh. Hofrat Prof. Dr. W. Wien in Würzburg gewählt.

Das Programm der Einzelsitzungen war folgendes:

1. Sitzung, Montag, den 20. September, nachmittags 3 Uhr.
Vorsitzender: Lampa (Wien).

1. H. Siedentopf (Jena): Über ultramikroskopische Abbildungen. (Mit Lichtbildern und Demonstrationen.)
2. F. P. Liesegang (Düsseldorf): Einige neue Versuchsanordnungen mit dem Projektionsapparat. (Mit Demonstrationen.)
3. F. Löwe (Jena): Spektroskopische Mitteilungen. (Mit Demonstrationen.)
4. H. Lehmann (Jena): Interferenzfarbenphotographie mit festem Metallspiegel. (Mit Demonstrationen.)
5. R. Ladenburg (Breslau): Über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in leuchtendem Wasserstoff.
6. W. Steubing (Aachen): Fluoreszenz und Ionisierung des Quecksilberdampfs.
7. A. Rubens (Berlin): Optische Temperaturkoeffizienten.
8. A. Korn (Berlin): Untersuchungen über die Herabsetzung der Trägheit von Selenzellen mit Hilfe der Kompensationsmethode.
9. Cl. Schaefer (Breslau): Beugung an Zylindern.

2. Sitzung, Dienstag, den 21. September, vormittags 9 Uhr.
Vorsitzender: v. Lang (Wien).

10. F. Neesen (Berlin): Neue Wiedergaben der Geschoßbahn.
11. K. Scheel und W. Heuse (Charlottenburg): Messung kleiner Drucke. (Mit Demonstrationen.)

12. J. v. Geitler (Czernowitz): Über die Erzeugung von Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte. (Mit Demonstrationen.)
13. D. Hondros (München): Über symmetrische und unsymmetrische elektromagnetische Drahtwellen.
14. M. Laue (München): Thermodynamische Betrachtungen über die Beugung der Strahlung.
15. A. Szarvassi (Brünn): Die Theorie der elektromagnetischen Erscheinungen in bewegten Körpern und das Energieprinzip.
16. M. Born (Göttingen): Über die Dynamik des Elektrons in der Kinematik des Relativitätsprinzips.

3. Sitzung, Dienstag, den 21. September, nachmittags 3 Uhr. Vorsitzender: Voigt (Göttingen).

17. A. Einstein (Zürich): Über die Entwicklung unserer Anschauungen über das Wesen und die Konstitution der Strahlung.
18. A. Sommerfeld (München): Über die Zusammensetzung der Geschwindigkeiten in der Relativtheorie.
19. F. Hasenöhrl (Wien): Über die Umwandlung kinetischer Energie in Strahlung.
20. W. Seitz (Aachen): Über eine neue Röntgenröhre von konzentrierter Wirkung.

4. Sitzung, Mittwoch, den 22. September, vormittags 9 Uhr. Vorsitzender: Rubens (Berlin).

21. M. Dieckmann (München): Luftelektrische Meßanordnungen. (Mit Diapositiven.)
22. K. Kurz (München): Die radioaktiven Stoffe in Erde und Luft als Ursache der durchdringenden Strahlung in der Atmosphäre.
23. A. Gockel (Freiburg-Schweiz): Über die in der Atmosphäre vorhandene durchdringende Strahlung.
24. E. v. Schweidler (Wien): Über den Einfluß des Standortes auf Messungen der Zerstreuung und Leitfähigkeit der Atmosphäre.
25. W. Hallwachs (Dresden): Lichtelektrisches und Optisches. (Mit Demonstrationen.)
26. L. Meitner (Wien-Berlin): Strahlen und Zerfallsprodukte des Radiums.
27. E. Meyer (Aachen): Über Stromschwankungen bei Stoßionisation.
28. Chr. Füchtbauer (Leipzig): Über Spektrallinien.
29. H. W. Schmidt (Gießen): β-Strahlung und Atomgewicht.
30. L. Grunmach (Berlin): Über neue Methoden und Apparate zur Messung von Erderschütterungen kleinster Periode (nach gemeinsam mit Dr. Franz Weidert ausgeführten Untersuchungen).
31. R. v. Heinrich (Berlin): Über die Entwicklung und Herstellung des Westonelementes.
32. F. Dessauer (Aschaffenburg): Röntgenaufnahmen in kurzen Zeiten.

Ferner demonstrierten noch J. Elster (Wolfenbüttel) ein Einfaden-Elektrometer mit freischwebendem Quarzfaden und St. Meyer (Wien) eine neue Form eines Fontaktometers.

F. K.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 81. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU SALZBURG.

H. Siedentopf (Jena), Über ultramikroskopische Abbildungen (mit Lichtbildern und Demonstrationen). (Vorläufige Mitteilung.)

Zur ultramikroskopischen Untersuchung von festen und flüssigen Kolloiden hat sich die Methode der Seitenbeleuchtung durch Abbildung eines Spaltes im Präparat als wirksam erwiesen. Für feste Kolloide, z. B. gefärbte Gläser und Kristalle wird man keine leistungsfähigere Methode angeben können, auch nicht für kolloidale Lösungen, wenn bei letzteren die Bedingung der leichten Auswechselbarkeit der Lösungen gestellt wird. Immerhin ist diese Forderung in vielen Fällen unnötig, so daß man auch auf andere zum Teil einfachere Weise eine wirksame Dunkelfeldbeleuchtung im Mikroskop als Vorbedingung für die Sichtbarmachung von Ultramikronen erzielen kann.

Eine Methode erreicht dies durch Zentralblende im Objektiv, die so im Verhältnis zur numerischen Apertur der Beleuchtung dimensioniert ist, daß sie das direkte beleuchtende Licht im Objektiv abfängt. Die Abbildung hat bei dieser Methode zwei prinzipielle Nachteile. Erstens wird durch die Diaphragmierung des Objektives die Helligkeitsverteilung im Beugungsscheibchen sehr störend geändert. Zweitens bewirkt die Blendung im Objektiv eine Änderung des Auflösungsvermögens. Zufolge der Abblendung des zentralen Maximums rückt z. B. die Grenze eines noch richtig abgebildeten Gitterabstandes auf den doppelten Betrag, wie er für volle Öffnung gilt.

Einseitige Beleuchtung liegt schon der älteren Dunkelfeldbeleuchtung von Reade (1837) zugrunde. Die Totalreflexion am Deckglase nutzte schon Wenham (1850) aus, dessen Methode von Woodward 1877 und Cotton und Mouton 1903 und Scarpa 1905 später als neu nachentdeckt wurde.

Für lineare Objekte hat diese Methode ebenfalls einen prinzipiellen Nachteil. Es besteht nämlich eine sehr merkliche Abhängigkeit der Sichtbarmachung vom Azimut der Beleuchtung. Nur wenn dieses ziemlich genau senkrecht zur Kante steht, kann diese in merklichem Maße Licht abbeugen.

Dieser Azimutfehler in der Beleuchtung wird vermieden, wenn man die Seitenbeleuchtung ringförmig anordnet, wie in den Dunkelfeldkondensoren nach Wenham (Paraboloidkondensor), der neuerdings in verbesserter Form von Zeiß hergestellt wird, nach v. Ignatowsky und nach Stephenson. Das an Lichtstärke erreichbare Maximum wird von einem neuen aplanatischen Dunkelfeldkondensor von Zeiß geliefert, dessen Aplanatismus aus einer bisher unbekannten Eigenschaft der Kardioide hergeleitet werden kann.

Mit Hilfe dieser lichtstarken Dunkelfeldkon-



densoren, dem Paraboloidkondensor und noch besser dem neuen aplanatischen Dunkelfeldkondensor von Zeiß lassen sich eine Reihe von Eigentümlichkeiten ultramikroskopischer Abbildung bequem studieren, wie die Veränderung der Beugungsscheiben durch Diaphragmierung der Öffnung des Mikroskopobjektivs, und die praktisch wichtigen Erscheinungen nichtsphärischer und asymmetrischer Wellen.

Von besonderem physikalischen Interesse sind die Anzeichen, die auf Doppelbrechung in den Beugungsscheiben hindeuten, so daß wir bei den Ultramikronen isotrope und anisotrope unterscheiden müssen.

Relativ einfach liegen die Verhältnisse noch bei Goldteilchen, welche das Goldrubinglas färben. Hier kommt hinsichtlich des Polarisationszustandes bis zu Größen, die 100 $\mu\mu$ nicht sehr übersteigen, im wesentlichen nur die Rayleighsche Welle zur Geltung. Entsprechend zeigt sich bei Beleuchtung mit linear polarisiertem Licht in der hinteren Brennebene des Mikroskopobjektives jedesmal in demjenigen Punkte Dunkelheit, welcher einer zu der Schwingungsrichtung im Polarisator parallelen Richtung im Fokus des Objektives entspricht.

Jedes Goldteilchen verhält sich also wie eine linear polarisierte Lichtquelle, deren Schwingungen zur Schwingungsebene des Polarisators parallel liegen. In der Richtung dieser Schwingungen kann kein Licht emittiert werden — daher der dunkle Fleck — weil das ja sonst auf longitudinale Schwingungen führen würde.

Viel verwickelter sind die Erscheinungen bei Silberteilchen, die sich aus kolloidaler Lösung durch Adsorption am Glase absetzen. Hier besteht keine Richtung verschwindender Intensität. Die Teilchen verhalten sich bei ringförmiger Seitenbeleuchtung wie kleine Lichtquellen, in denen nach zwei zueinander senkrechten Richtungen das Licht schwingen kann. Die Mannigfaltigkeit der Erscheinungen ist sehr groß, weil die Teilchen ungeordnet liegen, in allen Farben, wenn auch vorwiegend violett auftreten, und dazu noch pleochroitisch sind.

Die lichtstarken Dunkelfeldkondensoren eignen sich schließlich auch gut zur Momentaufnahme schnell ablaufender mikroskopischer Vorgänge. Ich zeige als Beispiele Bilder lebender Bakterien, wie der Spirochaete pallida und lebender Spermatozoen des Menschen. Für den Physiker sind besonders interessant Aufnahmen der Brownschen Molekularbewegung. Eine bemerkenswerte Bestätigung der kinetischen Theorie bieten Momentaufnahmen einer kolloidalen Silberlösung nach Carey Lea auf fallender Platte. Die Teilchen beschreiben eine in der Fallrichtung der Platte auseinander gezogene Kurve auf der Platte; die ganz unregelmäßigen Schwingungen der Teilchen zeigen, daß auch in den kleinen Zeitelementen von $^1/_{100}$ Sekunde und darunter der von der kinetischen Theorie geforderte Zufall die Schwingungen regiert (vergl. Figur auf Tafel XIII).

Wie das ausgestellte Demonstrationspräparat und der zugehörige Apparat zeigt, ist die Zusammensetzung des neuen lichtstarken Ultramikroskops von Zeiß so einfach, daß diese wirkungsvolle Demonstration der Brownschen Bewegung und kolloidaler Lösungen allgemeinere Aufnahme in den physikalischen und chemischen Experimentalvorlesungen finden sollte.

Diskussion.

v. Ignatowsky: Ich möchte bemerken, daß mein Spiegelkondensor schon seit etwa Januar 1909 von der Firma E. Leitz in Wetzlar genau in der Weise ausgeführt wird, wie Dr. Siedentopf es hier in der Figur 13 zeigte. Die Trennungsfläche zwischen den beiden Teilen des Glaskörpers besteht nicht wie früher aus einer Ebene, sondern aus einer sphärischen Fläche, weshalb die äußere spiegelnde Fläche tatsächlich eine einzige Kugelfläche bildet. Der Strahlengang ist dadurch sehr erheblich verbessert worden und entspricht dem theoretisch berechneten [1]).

Vortragender: Ich freue mich jedenfalls, daß die Konstruktion richtig ist und das ist doch der Fall, wenn dieselbe Methode von zwei voneinander unabhängigen und sich in gewissem Sinne gegenseitig kontrollierenden Stellen gefunden ist. Wesentlich neu ist meine Erklärung der aplanatischen Natur dieser Kondensoren aus einer bisher unbekannten Eigenschaft der Kardioide. Übrigens sind diese Kondensoren nach meinen Angaben schon 1908 von Zeiß ausgeführt (Anm. bei der Korrektur), auch hat damals schon Verf. auf den Konstruktionsfehler in dem Leitzschen Spiegelkondensor öffentlich hingewiesen (vgl. Ztschr. wiss. Mikroskopie **25**, Seite 273ff., Fig. 13 u. 11, 1908).

Rubens: Ich möchte Herrn Dr. Siedentopf fragen, ob er diese schöne Methode vielleicht zur quantitativen Messung der Brownschen Molekularbewegung benutzt hat. Nach dem Vorgang des Herrn Perrin lassen sich solche Versuche zur Ermittlung der Loschmidtschen Zahl verwenden.

Vortragender: Ich möchte das den Physikern im Laboratorium überlassen.

Rubens: Mir fällt auf, daß die Methode den großen Vorteil bietet, daß man die in Betracht kommenden Größen in Ruhe auf dem Photogramm ausmessen kann.

Vortragender: Ich bitte die Herren, das

1) In dem nächsten Heft der Zeitschrift f. wiss. Mikroskopie erscheint die genaue Beschreibung dieses Spiegelkondensors und auch die Abbildung des Strahlenganges.

selbst in die Hand zu nehmen; ich bin beruflich so in Anspruch genommen, daß ich keine Zeit dazu habe.

Einstein: Die Hauptschwierigkeit liegt in der Temperatur; die ist nicht konstant zu halten. Und das ist auch bei den französischen Messungen der Fall.

Seddig: Diesen letzteren Übelstand, den der Vorredner erwähnte und der darin besteht, daß während der Beobachtung Temperaturänderungen des Präparats durch Strahlungsabsorption auftreten und das Resultat in nicht kontrollierbarer Weise beeinflussen, habe ich bei ähnlichen Untersuchungen auch empfunden, und deshalb bei meinen Versuchen, die Braunsche Molekularbewegung messend zu verfolgen, keine andauernde Beleuchtung benutzt, sondern immer nur zwei ganz kurze Lichtblitze durch das Präparat zur photographischen Markierung der jeweiligen Lage der Teilchen hindurchgehen lassen. Übrigens ist eine etwas ähnliche Methode wie die eben vorgeführte, vor 2 oder 3 Jahren von The Svedberg gemacht worden; er ließ die kolloidale Lösung durch die Beobachtungsküvette langsam strömen und er bekam dann ähnliche Elongationen, von der geradlinigen Bewegung, die er freilich nicht photographierte, sondern mit einem Okularmikrometer beobachtete.

Vortragender: Die Methode von The Svedberg hat den Fehler, daß man auf störende Strömungen keinen Einfluß hat, die noch dazu mit vergrößert werden. Außerdem nahm er fälschlich an, daß die Bewegung sinusförmig sei.

F. Paul Liesegang (Düsseldorf), Einige neue Versuchsanordnungen mit dem Projektionsapparat. (Mit Demonstrationen.)

Die im folgenden beschriebenen Demonstrationen stellen Abänderungen oder Ergänzungen bekannter Versuchsanordnungen dar; sie lassen sich z. T. mit den meist vorhandenen Hilfsmitteln ausführen.

1. Schattenversuche. Zur Darstellung der Schattenversuche wird dicht vor eine Mattglasscheibe, die vor die Projektionslaterne gesetzt ist und als lichtspendender Körper dient, eine große Irisblende gebracht, mittels der man die Größe der zur Wirkung kommenden leuchtenden Fläche verändern kann. Zunächst stellt man die Irisblende ganz klein, so daß man annähernd einen leuchtenden Punkt erhält, der von dem schattenwerfenden Körper (es wurde dazu bei der Demonstration eine weiße Kugel von 5 cm Durchmesser benutzt) auf dem weißen Schirm einen scharfen Schlagschatten gibt (Fig. 1). Bei größerer Öffnung der Irisblende macht sich um den kleiner gewordenen Kernschatten der Halbschatten bemerkbar. Ordnet man nun den Schirm in der Richtung der optischen Achse an, so daß der Weg des Schattens darauf sichtbar wird, und gibt der Irisblende den Durchmesser des schattenwerfenden Körpers, so kann man zeigen, wie der Kernschatten eine zylindrische Form annimmt. Ein zweiter quergestellter Schirm fängt den Schatten auf und gestattet, ihn nochmals zu beobachten (Fig. 2). Mit völlig geöffneter Irisblende demonstriert man die Wirkung eines leuchtenden Körpers, der größer ist als der schattenwerfende. Durch einen vorgesetzten, horizontalen Spalt läßt sich eine einseitige Bildung des Halbschattens veranschaulichen.

2. Mischung prismatischer Farben. Zur Mischung der Farben zweier Spektren dient eine Platte mit zwei übereinander angeordneten Hochspalten, die sich einzeln in horizontaler Richtung verschieben lassen. Von den zwei Spektren, die Objektiv und Prisma entwerfen, wird das untere durch ein Ablenkungsprisma mit dem oberen ganz oder teilweise zur Deckung gebracht und nun wird durch Verschieben des unteren Spaltes das eine Spektrum über das andere gezogen (Fig. 3). (Um den durch die Ablenkung bewirkten Lichtverlust auszugleichen, nimmt man den oberen Spalt etwas breiter.)

Unter Benutzung eines einfachen Spaltes kann man diesen Versuch mit Hilfe eines achromatisierten Kalkspatprismas ausführen, welches das Spaltbild bezw. Spektrum verdoppelt: eine Anordnung, die für subjektive Beobachtung bekannt ist. Das Kalkspatprisma wird zwischen Spalt und Objektiv verschoben; dabei gibt es eine um so stärkere Ablenkung, je näher es an das Objektiv kommt (Fig. 4). Durch Drehen des Prismas kann man die beiden Spektren beliebig stark gegeneinander versetzen.

3. Additive und subtraktive Farbenmischung. Zur Mischung der Farben zweier oder dreier Farbfilter dient ein kleiner Apparat, der eine Platte mit sechs runden Öffnungen besitzt, die in zwei Reihen übereinander angeordnet sind. Eine Linse entwirft davon sechs Bildfelder. Vor der Linse befindet sich ein nach beiden Seiten prismatisch geschliffener Glaskörper, der die beiden äußeren Felder der unteren Reihe nach innen ablenkt und mit dem mittleren zur Deckung bringt. Die oberen werden nicht abgelenkt. Spindelschrauben rechts und links an der Platte gestatten, die äußeren Lochpaare seitlich etwas zu verschieben und so die Einstellung wenn nötig zu korrigieren. Für die Filterscheiben sind vor und hinter der Platte Nuten vorgesehen.

Setzt man nun in die vertikalen Nuten drei Farbfilter ein, so bekommt man auf dem Schirme unten die additive Mischung, während oben

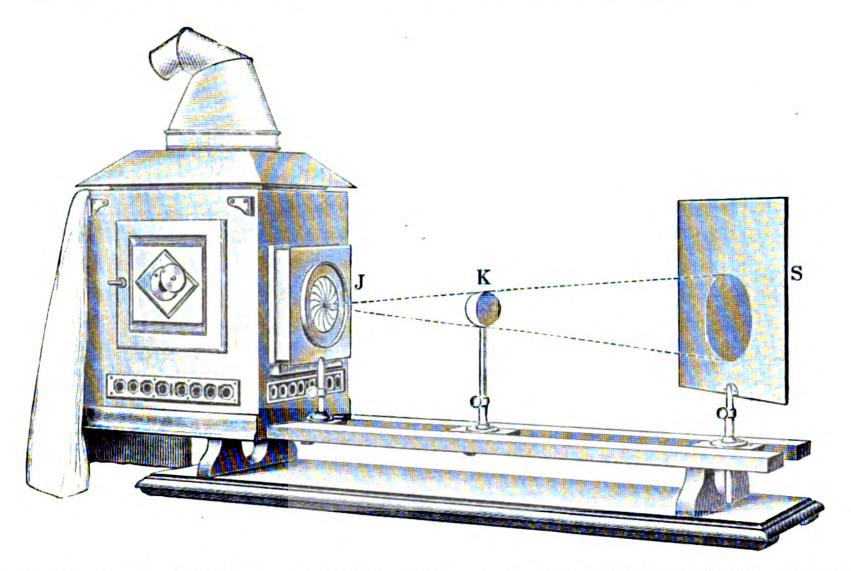


Fig. 1. *J* = Irisblende (klein gestellt) mit dahinter angeordneter Mattglasscheibe; *K* = weiße Kugel (als schattenwerfender Körper); *S* = schräggestellter weißer Schirm.

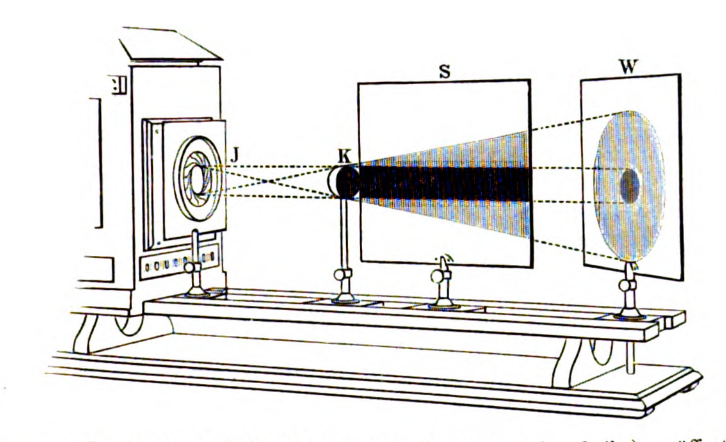


Fig. 2. *J* = Irisblende (mit dahinter angeordneter Mattglasscheibe), geöffnet bis auf den Durchmesser der Kugel *K*; *S* = längs angeordneter und *W* = schräggestellter weißer Schirm.

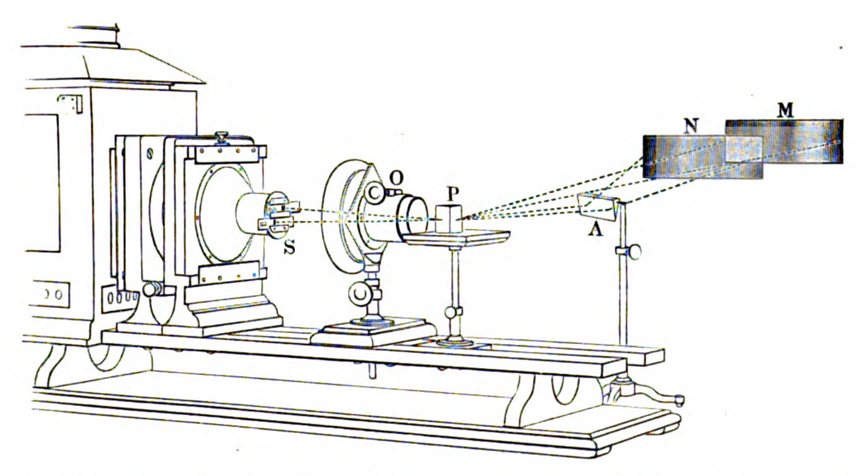


Fig. 3. *S* = Platte mit zwei horizontal verschiebbaren Spalten; *O* = Objektiv; *P* = Prisma; *A* = Ablenkungsprisma; *M* und *N* = Spektren, wovon *N* beim Verschieben des unteren Spaltes über *M* zieht.

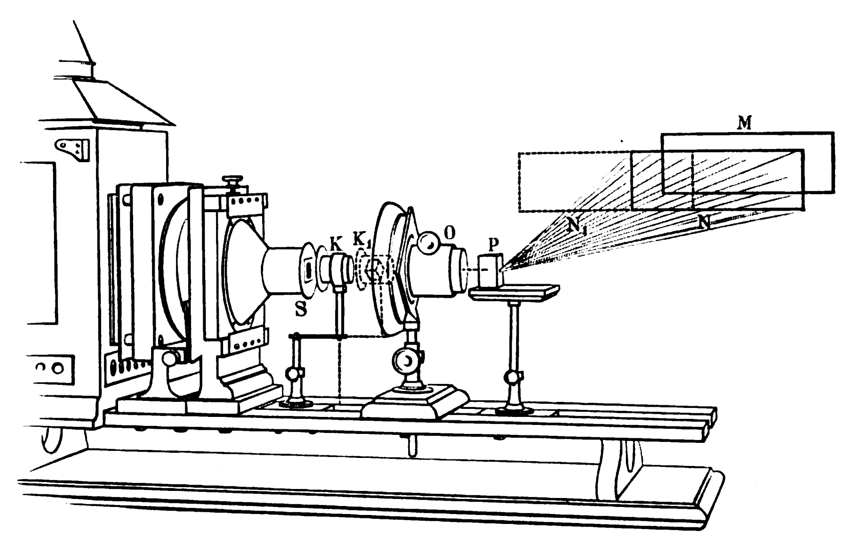


Fig. 4. S = Spalt; K = achromatisiertes Kalkspatprisma; O = Objektiv; P = Prisma; M und N = Spektren. (Beim Verschieben des Kalkspatprisma von K nach K_1 bewegt sich das Spektrum N nach N_1.

jede der Farben für sich erscheint (Fig. 5, I). Wenn zwei Farben gemischt werden sollen, so deckt man die mittlere obere Öffnung durch eine Blende zu und schiebt die Filter in die horizontalen Nuten hinter der Platte derart, daß sie in der Mitte übereinander gehen. Dann haben wir auf der Projektionswand oben rechts und links die Originalfarben, in der Mitte die Differenz der Farben, und unten ihre Summe (Fig. 5, II). Durch Vorschieben eines horizontalen Spaltes und Einsetzen eines Gradgesichtsprismas an Stelle des Doppelkeiles kann man

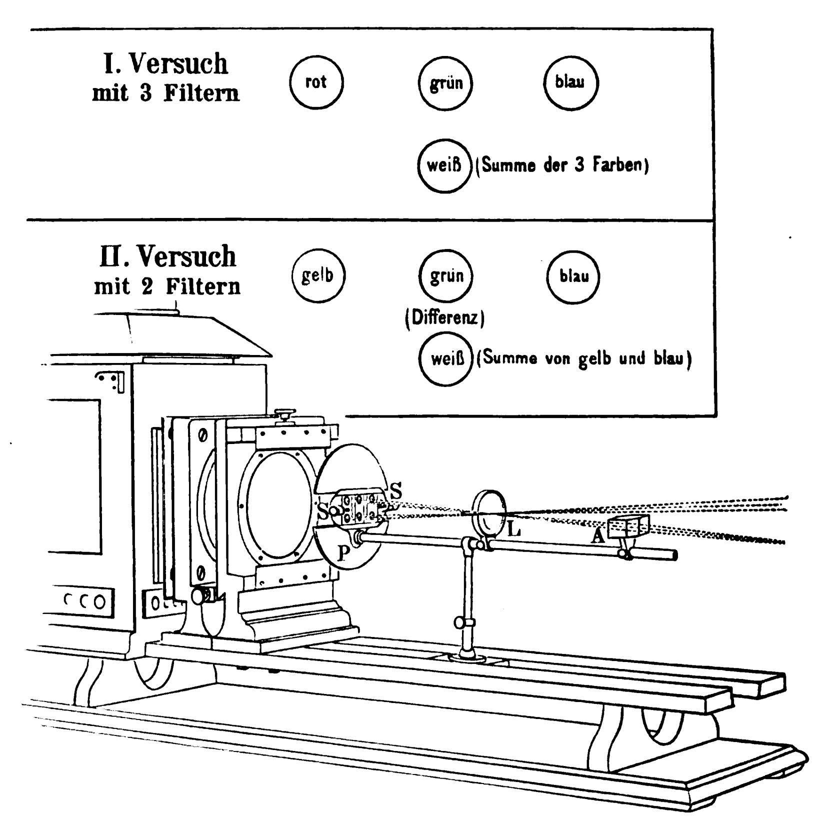


Fig. 5. P = Platte mit 6 in zwei Reihen angeordneten Lochöffnungen, vor denen die Farbfilter angebracht werden. SS = Spindelschrauben zum Regulieren der äußeren Lochpaare; L = Linse; A = Doppelkeil, der die Lichtbilder der beiden äußeren Löcher der oberen Reihe mit dem mittleren zur Deckung bringt. (Oben ist schematisch das Resultat auf der Projektionswand dargestellt.)

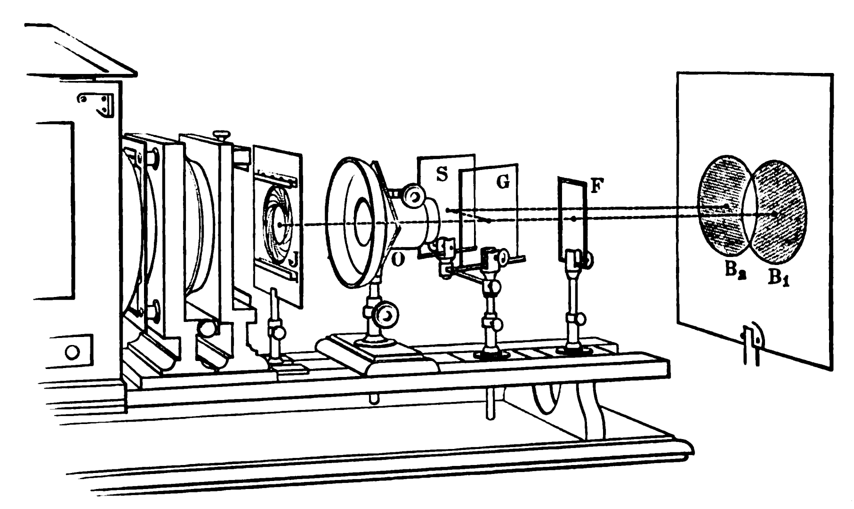


Fig. 6. J = Irisblende; O = Objektiv; G = Glasscheibe unter 45°; S = Spiegel, parallel dazu; F = Farbglasscheibe; B_1 = gefärbtes Bildfeld des direkten Strahlenbündels; B_2 = Bildfeld des abgelenkten Strahlenbündels, das in der Kontrastfarbe erscheint.

noch eine prismatische Zerlegung der Farben herbeiführen.

4. Helligkeitskontrast. Die Erscheinung, daß eine beleuchtete Fläche je nach der Beschaffenheit ihrer Umgebung hell oder dunkel wirkt, kann man mittels einer Platte demonstrieren, welche in der Mitte eine kreisförmige Abdeckung besitzt, die das durchfallende Licht erheblich schwächt. Man bringt die Platte in den Projektionsapparat und setzt davor eine Irisblende, die zunächst so weit geschlossen ist, daß nur die abgedeckte Stelle beleuchtet wird. Unter dem kräftigen Licht der Projektionslampe erscheint dann auf der Wand ein einigermaßen helles Bildfeld. Durch Öffnen der Irisblende schafft man nun eine bei weitem hellere Umgebung, in der das Feld ganz dunkel wirkt.

5. Kontrastfarben. Die objektive Darstellung der Kontrastfarben läßt sich am schönsten mit Hilfe zweier Lichtbündel bewirken, deren stärkeres gefärbt ist. Diese beiden Bündel kann man in einfacher Weise gewinnen, indem man den vom Projektionsapparat gelieferten Lichtkegel mittels Glasplatte und Spiegel zerlegt; man hat bei dieser Anordnung noch den Vorteil, daß das Helligkeitsverhältnis der beiden getrennten Strahlenbündel ohne weiteres ein für die Erscheinung günstiges ist. Es wird dazu vor das Objektiv, das auf eine Blendscheibe mit kreisförmigem Ausschnitt — es dient dazu am besten eine große Irisblende — scharf eingestellt ist, unter 45 Grad eine Spiegelglasscheibe gebracht und parallel zu dieser eine belegte Spiegelscheibe angeordnet, welche den von der ersten Scheibe reflektierten Strahlenkegel gegen den Schirm lenkt, so daß, je nach Stellung des Spiegels, die beiden Bildfelder sich zum Teil oder ganz decken oder in größerer oder geringerer Entfernung nebeneinander liegen. Wird nun vor die Glasscheibe ein Farbfilter gebracht und damit das stärkere, nicht abgelenkte Strahlenbündel gefärbt, so kann man die Entstehung der Kontrastfarbe nachweisen: die Komplementärfarbe erscheint um so stärker, je näher die beiden Bildfelder zusammenliegen und kommt besonders kräftig heraus, wenn man bei Deckung der beiden Felder einen schattenwerfenden Körper in den Weg der Strahlen bringt (Fig. 6). Um den Einfluß zu beobachten, den die Verkleinerung eines der beiden Fehler hat, hält man in den einen oder anderen Lichtkegel einen Blendschirm mit kreisförmigem Ausschnitt. Die Anordnung[1]) läßt sich variieren, indem man an Stelle des Spiegels eine Glasplatte bringt, wobei das zweite Bildfeld wesentlich schwächer wird, oder indem man zwischen Glasplatte und Spiegel, parallel zu diesen, eine zweite Glasplatte einschaltet, um drei verschieden helle Bildfelder zu erhalten, die man paarweise oder alle zusammen arbeiten läßt. Stellt man ferner die Platten unter den Polarisationswinkel und setzt zwischen Kondensor und Objektiv einen Polarisator, so kann man durch Drehen des letzteren das Helligkeitsverhältnis der Felder innerhalb weiter Grenzen ändern, besonders wenn man statt einer Glasscheibe einen Satz nimmt oder einen schwarzen Spiegel an Stelle des Silberspiegels benutzt.

1) Die Anordnungen dürften auch für das Studium der Erscheinungen geeignet sein.

(Eingegangen 22. September 1909.)

F. Löwe (Jena), Spektroskopische Mitteilungen.

Ein neues achromatisches Objektiv von dem außergewöhnlich großen Öffnungsverhältnis 1 : 1,8 ist, obwohl für andere Zwecke im Zeißwerk konstruiert, in einem improvisierten Spektrographen erprobt worden. Aus den Versuchsaufnahmen, die im Originale projiziert wurden, geht hervor, daß das Objektiv ein ebenes Bildfeld hat, in dem die Spektrallinien von $\lambda = 400$ $\mu\mu$ bis $\lambda = 700$ $\mu\mu$ in gleicher Schärfe erscheinen.

Die Spektra der Normalkerze, mit verschiedenen Belichtungszeiten aufgenommen, zeigen beim Vergleich mit Aufnahmen des früher beschriebenen Spektrographen, mit Teilkreis[1]), — wobei für die gleiche Dispersion und die gleiche angulare Spaltbreite beider Spektrographen Sorge getragen wurde —, daß die zu erwartende Steigerung der Lichtstärke nahezu erreicht wurde.

Zweiter Gegenstand der Mitteilungen war eine photographische Plattensorte von sehr gleichmäßiger Empfindlichkeit im sichtbaren und ultravioletten Spektrum, die „Proceß-Panchromatic-Platte" der Firma Wratten & Wainwright, Croydon bei London.

Ein und dasselbe Spektrum zeigte auf dem Projektionsschirme Spektrallinien von jenseits $\lambda = 700$ $\mu\mu$ bis unter $\lambda = 240$ $\mu\mu$.

Wegen ihrer hohen Empfindlichkeit im Rot werden die Platten vollständig im Dunkeln in die Kassetten gelegt und entwickelt; 10 proz. Adurol-Entwickler liefert in 3 Minuten ein völlig ausentwickeltes Negativ von feinem tiefschwarzen Korn.

1) Zeitschr. f. Instrumentenkunde **26**, 330, 1906.

(Eingegangen 14. Oktober 1909.)

H. Lehmann (Jena), Interferenzfarbenphotographie mit festem Metallspiegel.

Gabriel Lippmann bediente sich im Jahre 1891 zur Erzeugung seiner Interferenzfarbenphotographien des Quecksilberspiegels, mit dem er die durchsichtige, lichtempfindliche Schicht in unmittelbare Berührung brachte. Hierbei dringt der Lichtstrahl durch die empfindliche Schicht hindurch, wird vom Quecksilberspiegel in sich selbst reflektiert und bildet nun innerhalb der Schicht die von Otto Wiener im Jahre 1888 entdeckten stehenden Lichtwellen. Die nachfolgende Entwicklung der so belichteten Schicht scheidet nun nur an den Schwingungsbäuchen Silber aus, so daß die Schicht ihrer Dicke nach parallel der Oberfläche von dünnen Lamellen durchsetzt wird, deren Abstand voneinander gleich der halben Wellenlänge des jeweils wirksam gewesenen Lichtes ist. Diese Lamellen hat man nach Zenker, der die erste stichhaltige Theorie der von Becquerel im Jahre 1848 entdeckten Interferenzfarbenphotographie aufstellte, Zenkersche Blättchen genannt; nach dem Vorgang von O. Wiener kann man sie auch als Elementarspiegel bezeichnen. Nach der Theorie der Farben dünner Blättchen wird nun von der so entwickelten Schicht nur solches Licht reflektiert, dessen halbe Wellenlänge gleich dem Abstand der Elementarspiegel ist, d. h. das Bild erscheint in den natürlichen Farben. Nach diesem Verfahren lassen sich nicht nur homogene Farben, sondern auch komplizierte Mischfarben und reines Weiß wiedergeben, wie die hier vorgeführten Beispiele zeigen sollen, die mittels der vom Zeißwerk in Jena hergestellten Spezialapparate gewonnen wurden: zunächst eine Spektrumaufnahme, die infolge der Mitwirkung der Oberflächenreflexion durch Interferenz mit der farbigen Tiefenwelle noch nicht die richtigen Farben zeigt.

Das nächste Bild gibt das Spektrum nach Beseitigung der Oberflächenwelle wieder, indem nach dem Vorgang von O. Wiener eine keilförmige Glasplatte aufgekittet wurde. Die nächsten beiden Bilder, ein Stilleben und die Reproduktion eines Gemäldes des Jenaer Künstlers Kuithan, sollen dartun, was man ungefähr bei der Wiedergabe von Mischfarben und reinem Weiß erreichen kann. Die hierzu erforderlichen Platten werden von der Trockenplattenfabrik von R. Jahr in Dresden nach meinen Angaben hergestellt.

Das hier beschriebene Lippmannsche Verfahren besitzt die Unbequemlichkeit, daß man zu seiner Ausübung einer besonderen Kassette, der Quecksilberkassette, bedarf. Aber abgesehen davon treten bei der Verwendung des Quecksilberspiegels bisweilen chemische Störungen auf, die die Bildqualität sehr in Frage stellen. Man hat daher schon früh versucht, den Quecksilberspiegel durch eine andere Vorrichtung zu ersetzen.

Das ältere Verfahren E. Becquerels, der sich des Silberspiegels bedient, scheidet wegen der Nichtfixierbarkeit seiner Bilder von vornherein aus.

Hier kommt zunächst Hermann Krone, der derzeitige Altmeister und Senior der photographischen Kunst, in Betracht, der Interferenzbilder im Jahre 1894 ganz ohne Metallspiegel anfertigte. Er ließ einfach das Licht an der Oberfläche der empfindlichen Schicht reflektieren. Hier sehen Sie eine auf diese Weise hergestellte Spektrumphotographie, die im Vergleich zu der mit Quecksilberspiegel hergestellten viel weniger leuchtend erscheint. Das kommt daher, daß der einfallende Strahl wesentlich intensiver ist als der reflektierte, so daß sich die stehenden Wellen nicht rein genug ausbilden können.

Um also einen gleichartigen Ersatz für den

Quecksilberspiegel zu erlangen, muß man unbedingt zur metallischen Reflexion zurückkehren. Meines Wissens sind aber hierin lange Zeit keine positiven Resultate erzielt worden. Erst vor einem Jahr beschrieb der Amerikaner Ives ein Verfahren, mittels dessen er brauchbare Bilder erzielt haben will. Er versilberte eine Zelluloidfolie und preßte sie mit der Silberschicht auf die noch nasse und aufgequollene Bromsilbergelatineschicht. Er gibt aber vorsichtigerweise auch gleich die Nachteile dieses Verfahrens an: die Schicht trocknet unter der Folie erst nach Tagen, wodurch die empfindliche Schicht natürlich verdirbt, und dann bleibt „öfters" das Silber teilweise an der Gelatine hängen, wenn man die Folie abzieht, was zum Zweck der Entwicklung geschehen muß.

Aber schon drei Jahre vorher, im Jahre 1905, habe ich den Quecksilberspiegel durch einen festen Metallspiegel zu ersetzen versucht. Es gelang mir, das Spektrum mittels eines Zinnspiegels zu photographieren. Mischfarbenaufnahmen zeigten jedoch keine Spur von Farbe.

Erst in diesem Jahre habe ich diese Versuche mit besseren Mitteln fortgesetzt, und ich will jetzt hierauf etwas näher eingehen.

Am einfachsten dürfte wohl im allgemeinen das Verfahren erscheinen, einen festen Metallspiegel, etwa ein versilbertes Glas, gegen die empfindliche trockene Schicht der in der gewöhnlichen Weise auf eine Glasplatte präparierten kornlosen Platte zu drücken, wie es wohl auch schon von anderen versucht worden sein wird. Doch erreicht man durch bloßes Aneinanderlegen der Platten in den gewöhnlichen Kassetten nicht das Ziel, der Kontakt ist nicht innig genug. Ich konstruierte daher eine besondere Druckkassette, wie Sie eine solche hier sehen. Hier wird die durchsichtige empfindliche Platte mit der Glasseite auf eine 1 cm dicke Spiegelglasplatte gelegt. Auf die empfindliche Schicht kommt die Silberseite einer nur 0,5 mm dicken, gut versilberten Spiegelglasplatte, die nun mittels eines am Stahldeckel befestigten Gummipolsters nach Art einer kleinen Kopierpresse sehr stark angepreßt wird. Dieses Bild zeigt eine Spektrumaufnahme mit dieser Kassette auf einer Jahrschen Platte, die auf gewöhnlichem Solinglas präpariert ist. Man bemerkt hier eine große Anzahl von Kurvensystemen, die man jedoch nicht etwa als Newtonsche Farbenringe aufzufassen hat, was man zunächst wohl annehmen könnte; denn es wird sich ja an vielen Stellen eine Luftschicht zwischen Gelatineschicht und Spiegel befinden, da die Platten nie ganz plan sein können. Diese Kurven entsprechen vielmehr den Durchschnittslinien der Elementarspiegel mit der Schichtoberfläche, denn diese ist jetzt nicht mehr an allen Stellen parallel mit den Elementarspiegeln, die ihrerseits aber dem Metallspiegel parallel verlaufen. Bei der Betrachtung der Platte im weißen Licht interferiert nun die farbige Tiefenwelle mit der weißen Oberflächenwelle, und da nach O. Wiener die Phasen dieser beiden Wellen im allgemeinen verschieden sind, resultiert eine gegen die natürliche Farbe verschiedene, welche Variation in der Nähe der beschriebenen Durchschnittskurven wegen der dort herrschenden starken Phasenänderungen besonders stark auftritt. Die Richtigkeit dieser Erklärung beweist der Umstand, daß die farbigen Kurven nach Beseitigung der Oberflächenreflexion verschwinden, nur dunkle Kurven bleiben sichtbar, da ja die Interferenzfähigkeit mit der Entfernung vom reflektierenden Spiegel abnimmt und somit eine Intensitätsverminderung in den Schwingungsbäuchen eintritt. Dort, wo die zwischen Schicht und Spiegel befindliche Luftschicht am größten wird, befinden sich aus diesem Grunde auch die dunkelsten Stellen im Bilde; dort ist die Leuchtkraft nicht größer als bei einer ganz ohne Spiegel (nach H. Krone) hergestellten Aufnahme, wie sie vorhin gezeigt wurde.

Wenn man nun die empfindliche Schicht auf gutes Spiegelglas präpariert, so treten keine so großen Intensitätsunterschiede im Bilde mehr auf, ganz im Einklang mit der soeben gegebenen Theorie, dagegen wird die Anzahl der Kurvensysteme größer, wie es diese Aufnahme zeigt.

Je besser also der Kontakt ist, um so besser wird das Resultat sein. Mit Spiegeln aus versilbertem Glas kommt man nun nicht weiter; Glas ist nicht elastisch genug bei den praktisch verwendbaren Dicken. Ich verwendete daher versilberte Zelluloidfolien von ungefähr 0,01 mm Dicke. So erreichte ich ein fast vollkommenes Anschmiegen des Spiegels an die empfindliche Schicht, wie diese Spektrumaufnahme zeigt. Hier treten die oben erwähnten Kurvensysteme nicht mehr auf, nur kleine vom Grunde verschiedenfarbige Punkte sind noch bemerkbar, die sich aber bei Entfernung der Oberflächenreflexion durch Aufkitten eines Glaskeiles in dunkle Punkte verwandeln, die aus größerer Entfernung nicht mehr zu sehen sind, wie dieses Bild zeigt.

Die Rückseite dieser Spektrumaufnahmen gibt ebenso wie die mit Quecksilberspiegel hergestellten die Farben besonders rein wieder, wie folgende Aufnahme zeigt, und ebenso durchzogen von dunklen Streifen, die nach O. Wiener den Schnittkurven der Elementarspiegel mit der Grenzfläche Schicht-Glas entsprechen.

Auf gleiche Weise habe ich auch Mischfarbenaufnahmen hergestellt, die in Farbe und Leuchtkraft den mit Quecksilberspiegel hergestellten nicht nachstehen; Sie sehen hier den allerersten Versuch: eine Landschaft und ein Blumenstück.

Bei Benutzung der Druckkassette treten chemische Störungen auf der Bildoberfläche, wie sie oft bei der Verwendung des Quecksilbers erscheinen, nicht mehr auf.

Aber den idealsten Fall stellt die Druckkassette noch nicht dar, sie ist eben ein Spezialapparat, wenngleich der Preis nur den dritten Teil beträgt von dem einer Quecksilberkassette. Der idealste Fall ist offenbar die Verwendungsmöglichkeit der kornlosen Platte in gewöhnlichen Kassetten und ohne jede Änderung der Mattscheibe und der Einstellskala, wie sie bei der Schwarz-Weißphotographie verwendet werden. Das ist aber nur möglich, wenn man die empfindliche Schicht nicht auf Glas, sondern auf der spiegelnden Fläche selbst präpariert.

So habe ich z. B. die Emulsion auf die Silberseite von versilberten Spiegelglasplatten gegossen. Derartige Platten habe ich genau wie gewöhnliche Platten der Lichtwirkung ausgesetzt und dann entwickelt. Dieses Bild zeigt eine nach diesem Verfahren hergestellte Spektrumaufnahme. Das Auffallendste hieran ist, daß die Farbenfolge gar nicht senkrecht zur Richtung der Spektrallinien verläuft, die hier von oben nach unten gehen. Der Verlauf dieser farbigen Streifen entspricht hier wiederum den Durchschnittskurven der Elementarspiegel mit der Schichtoberfläche, die natürlich in den seltensten Fällen parallel zur Spiegelfläche verlaufen wird. Es ist dies also genau derselbe Fall wie bei der oben gezeigten Aufnahme auf einer auf Glas präparierten Platte, die von der Glasseite her projiziert wurde, nur daß dort die Farben unmerklich sind wegen der geringen Reflexion an der Grenzfläche Schicht-Glas, auch ist die Schichtdicke zufällig dort sehr regelmäßig ausgefallen. Die Aufnahme auf der spiegelnden Platte zeigt dagegen infolge der starken Mitwirkung der Oberflächenwelle die „falschen Farben" sehr brillant. Daß die hier herangezogene von Wiener gegebene Theorie dieser Streifen richtig ist, geht daraus hervor, daß diese Streifen genau den Charakter der oben gezeigten annehmen, wenn man die Oberflächenwelle zum größten Teil (vollkommen ist es ja nicht möglich) beseitigt.

Da O. Wiener Streifen dieser Art zuerst beobachtet und erklärt hat[1]), so möchte ich den Vorschlag machen, diese Streifen als „Wienersche Streifen" zu bezeichnen. Aufnahmen der zuletzt beschriebenen Art zeigen also die „Wienerschen Streifen" besonders rein und leuchtend, ebenso wie die weiter oben erwähnten bei Benutzung der „Druckkassette" und der versilberten Spiegelglasplatte entstehenden farbigen Kurvensysteme, welche jedoch in ihrer äußeren Form wesentlich von den von O. Wiener zuerst erklärten Phänomen abweichen.

1) Wied. Ann. **69**, 504, 1899.

Die „Wienerschen Streifen" umfassen aber eine besondere Gruppe von Erscheinungen, die infolge des Durchschneidens einer Begrenzungsfläche der empfindlichen Schicht durch die Elementarspiegel entstehen.

Von den mannigfaltigen Erscheinungen, die an Interferenzfarbenphotographien auftreten, sind nunmehr folgende nach ihrem Urheber, Beobachter oder Erklärer benannt worden:

1. Die Zenkerschen Blättchen,
2. die Zenkerschen Streifen[1]),
3. der Meslin-Wienersche Interferenzstreifen[2]),
4. die Wienerschen Streifen.

Die zuletzt beschriebenen Aufnahmen mittels der auf dem festen Spiegel präparierten Platten besitzen aber noch eine andere Eigentümlichkeit: beseitigt man nämlich die Oberflächenreflexion (einfach etwa durch Eintauchen in die Wienersche Benzolküvette), so ist von einer Farbe so gut wie nichts mehr zu sehen. Diese Erscheinung ist rein chemisch zu erklären: der Entwickler hat hier von der falschen Seite her auf die Schicht gewirkt, dort nämlich, wo die stehenden Wellen nicht mehr genügend rein ausgebildet sind. Dadurch wird an dieser Stelle der Niederschlag unnötig dicht, so daß die farbige Tiefenwelle nur unvollkommen oder überhaupt nicht mehr entsteht. Mischfarben, die auch bei Verwendung von Glasplatten auf der Rückseite nicht erscheinen, sind natürlich mit den Spiegelplatten erst recht nicht zu erzeugen. Aber abgesehen davon würde der spiegelnde Untergrund immer zu Störungen der Farben Veranlassung geben, und überdies muß das Bild von der Seite her betrachtet werden, auf der es mit dem Spiegel in Berührung kam.

Daraus geht die Notwendigkeit hervor, den Spiegel nach der Belichtung zu entfernen. Ich habe zu diesem Zweck verschiedene bekannte Verfahren der chemischen Auflösung des Silbers angewandt, z. B. Lösungen von Kaliumpermanganat oder Ammoniumpersulfat in verdünnter Schwefelsäure usw., die unter normalen Umständen das unreduzierte Bromsilber nicht angreifen. Bei der kornlosen, d. h. der silberarmen und ungereiften Emulsion versagen aber diese Methoden. Das latente Bild verschwindet mit dem Silber.

Somit bleibt nur noch ein Weg übrig, die empfindliche Schicht abziehbar auf die Spiegelfläche zu präparieren. Es gelingt dies nur unter Einschaltung einer geeigneten Zwischenschicht, und zwar muß diese von so geringer Dicke sein, daß sie optisch so gut wie indifferent ist.

1) Ann. d. Phys. **20**, 723, 1906.
2) Wied. Ann. **69**, 518, 1899.



Ferner ist die nur etwa 0,01 mm dicke empfindliche Schicht mit einem geeigneten Support zu versehen, der Schichtverzerrungen verhindert, die ein Zerstören der Elementarspiegel und somit der Farbenwirkung zur Folge haben würden.

Unter Berücksichtigung dieser Punkte ist es mir gelungen, sowohl Spektralfarben als auch Mischfarben mit derselben Reinheit und Leuchtkraft zu erzielen, wie man sie sonst nur mit dem Quecksilberspiegel erhält. Diese Versuche wurden erst in den letzten Tagen angestellt, so daß es noch an geeignetem Demonstrationsmaterial fehlt; auch ist der Träger der empfindlichen Schicht noch zu dünn gewählt worden, so daß eine Kräuselung der Schicht eintrat. Doch zeigen die Präparate bereits den vollen Erfolg: hier eine Spektrumaufnahme, die provisorisch auf einer Glasplatte befestigt ist. In gleicher Weise ist eine Mischfarbenaufnahme behandelt. Da man Mischfarbenaufnahmen ohne Beseitigung der Oberflächenreflexion nicht gut projizieren kann, so lasse ich das Präparat selbst herumgehen. Sie werden deutlich die große Brillanz der Interferenzfarben im reflektierten Licht erkennen.

Das Arbeiten mit den zuletzt beschriebenen Spiegelplatten gestaltet sich sehr einfach: die Spiegelplatten werden genau wie die gewöhnlichen Platten ohne Ergänzung oder auch nur Änderung des Apparates, sogar bei derselben Einstellung (natürlich mit dem vor das Objektiv geschalteten Spezialfilter) exponiert. Vor der Entwicklung hat man nur die ziemlich dicke Folie mit der empfindlichen Schicht abzuziehen, was sehr leicht vonstatten geht, und dann wie gewöhnlich zu entwickeln.

Die Trockenplattenfabrik von R. Jahr in Dresden hat sich bereit erklärt, diese Spiegelplatten herzustellen, so daß zu hoffen ist, daß dieses interessanteste aller Farbenverfahren weitere Anhänger gewinnt.

Vorläufig wird nun allerdings die Interferenzfarbenphotographie auch in ihrer vereinfachten Form immer noch z. B. durch Lumières Autochromplatte hinsichtlich der praktischen Verwendungsmöglichkeit übertroffen, da die durch sie erzielten Bilder, so reizvoll sie auch an sich erscheinen mögen, nur als Spiegel, nicht als Körperfarbenbilder wirken und deshalb nur mittels geeigneter Vorkehrungen in der richtigen Weise betrachtet bzw. projiziert werden können.

Dagegen wird die Interferenzfarbenphotographie für den Physiker dauernd eines der reizvollsten Demonstrationsmittel bilden.

(Eingegangen 23. September 1909.)

R. Ladenburg (Breslau), Über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in leuchtendem Wasserstoff. (Vergl. hierzu den Aufsatz des Vortragenden: Über Absorption und Magnetorotation in leuchtendem Wasserstoff, diese Zeitschr. **10**, 497, 1909).

Diskussion.

Stark: Vielleicht ist es interessant, darauf hinzuweisen, daß der Zusammenhang, den Sie hier festgestellt haben, zwischen der Zahl der Dispersionselektronen für die rote Wasserstofflinie und der Stromamplitude, ebenfalls festgestellt worden ist zwischen der Lichtintensität und der Stromintensität. Die Lichtintensität der roten Wasserstofflinie in der positiven Säule ist in weiten Grenzen der Stromstärke proportional, ebenso ist die Ionenzahl bei konstantem Druck proportional der Stromstärke. Und so dürfte wohl auch von dieser Seite her die Hypothese sich bestätigen, daß der Träger der Wasserstoffserie das positive Atomion ist.

W. Steubing (Aachen), Fluoreszenz und Ionisierung des Quecksilberdampfs.

I. Allgemeines.

Die ersten Beobachtungen über die Fluoreszenz von Quecksilberdampf stammen von W. N. Hartley[1]), der durch Erregung mit Bleikadmium- und Zinkkadmiumfunken grünliche Fluoreszenz erhielt und das Absorptionsspektrum des Dampfs vom sichtbaren Spektrum bis ins Ultraviolett (etwa λ 2000 A.-E.) photographisch aufnahm. Er fand dabei einen starken Absorptionsstreifen zwischen λ 2571 A.-E. und 2526 A.-E., im ganzen übrigen Spektrum glaubte er Durchlässigkeit bis λ 2000 feststellen zu können.

Neuerdings, nach Abschluß vorliegender Arbeit, hat R. W. Wood[2]) über die Resultate berichtet, die er bei eingehenden Untersuchungen über Fluoreszenz und Absorption des Quecksilberdampfs erhielt. Er photographierte die Fluoreszenz vom sichtbaren Gebiet (gelb-grün) bis ins Ultraviolett (etwa λ 3000 A.-E.), entdeckte die Fluoreszenz der Linie 2536 und verfolgte ausführlich die dabei auftretenden Erscheinungen der anomalen Dispersion und magnetischen Drehung. Er stellte ferner das Auftreten dieser Linie in Absorption fest, ihre asymmetrische Verbreiterung mit wachsendem Dampfdruck u. a. Dagegen entging Wood, da er sich im wesentlichen auf das Gebiet oberhalb λ 2400 A.-E. beschränkte, die theoretisch wich-

1) W. N. Hartley, Proc. Roy. Soc. **76**, 428, 1905.
2) R. W. Wood, diese Zeitschr. **10**, 425 u. 466, 1909.



tige von kürzeren Wellen bis ca. λ 2346 A.-E. reichende Fluoreszenzbande, die selbst bei niedrigen Drucken wahrnehmbare, mit ersterer zusammenfallende Absorptionsbande und die Fluoreszenzlinie 2346.

II. Grundlagen der Untersuchung.

Der Zweck meiner Untersuchung war, am Quecksilberdampf eine Theorie in ihren Konsequenzen zu prüfen, die von Herrn Stark[1]) über Fluoreszenz und Entstehung der Bandenspektra aufgestellt wurde. Nach dieser Theorie sind die Zentren der Emission und Absorption des Bandenspektrums unterhalb $\lambda\ 1 \cdot 10^{-6}$ cm negative Elektronen, die an der Oberfläche der chemischen Atome liegen und sich unter Aufwand einer bestimmten Energie abtrennen lassen. Bei ihrer Wiederanlagerung an das Atom führen derartig abgetrennte „Valenzelektronen" eine allmählich abklingende Reihe von Schwingungen aus oder, anders ausgedrückt, emittieren ein Bandenspektrum. Das vollständige Bandenspektrum eines Valenzelektrons besteht aus zwei Teilen, einem nach Rot zu liegenden nach Violett zu abschattierten Bandenspektrum (das langwellige) und einem genetisch gekoppelten, das im Gebiet der kürzeren Wellen liegt und nach längeren Wellen verläuft (das kurzwellige). — Fluoreszenz eines Körpers kommt dadurch zustande, daß in seinem kurzwelligen Bandenspektrum Licht zur Absorption gebracht und dieses erregt wird, wodurch gleichzeitig das gekoppelte langwellige zum Mitschwingen, d. h. zur Fluoreszenz gebracht wird. Wenn somit die Fluoreszenz durch Abtrennung eines Elektrons vom Atom bedingt ist, folgt notwendigerweise, daß der betreffende Körper im gas- oder dampfförmigen Zustand während der Fluoreszenz ionisiert sein muß. — Diese Valenzelektronenhypothese bietet ferner die Möglichkeit, mit Hilfe der Lichtquantentheorie eine untere Grenze für die Lage des Bandenspektrums voraus zu berechnen.

Diese kurz skizzierte Theorie von der Fluoreszenz und Entstehung des Bandenspektrums diente zur Untersuchung der Fluoreszenz des Quecksilberdampfes und führte zur Auffindung des vorerwähnten Bandenspektrums in Emission, Absorption und Fluoreszenz, dessen spektrale Lage und Abschattierung der Erwartung entsprach; des weiteren wurde der Nachweis starker Ionisierung des Quecksilberdampfs während der Fluoreszenz geführt und festgestellt, daß zwischen Erregungsart, Ionisierung und Absorption des erregenden Lichts Beziehungen bestehen, die aus obigem erklärbar sind.

Wie die folgende Berechnung zeigt, mußte das kurzwellige Bandenspektrum im zugänglichen Ultraviolett liegen.

Nach dem Planckschen Gesetz beträgt die Energie, die ein elektromagnetischer Resonator empfängt:

$$e = \frac{h \cdot c}{\lambda},$$

worin c Lichtgeschwindigkeit, λ Wellenlänge und h das Plancksche Wirkungselement $= 6{,}55 \cdot 10^{-27}$ erg/sec bedeutet. — Kennt man die Energie, die mindestens nötig ist, um diesen Resonator — hier das Valenzelektron — von seinem Atom abzulösen, so kann man aus obiger Gleichung die untere Grenze für die Wellenlänge des vom Valenzelektron emittierten Lichts bestimmen. Beim Quecksilber ist die Energie, die zur Abtrennung des Elektrons erforderlich ist, durch die Ionisierungsspannung und die Ionenladung gegeben. Erstere ist nach früheren Untersuchungen[1]) etwa 7 Volt $= 2{,}33 \cdot 10^{-3}$ elektrostat. Einh. Da die Ionenladung zu $4{,}69 \cdot 10^{-10}$ anzunehmen ist, ergibt sich für $e = 4{,}69 \cdot 10^{-10}$ $2{,}33 \cdot 10^{-3}$. Wir erhalten also:

$$469 \cdot 10^{-10} \cdot 2{,}33 \cdot 10^{-3} = \frac{6{,}55 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{\lambda}$$

oder $\lambda = 179\ \mu\mu$.

III. Untersuchungsmethoden.

Über die Untersuchungsmethoden sei kurz folgendes bemerkt. Zu den photographischen Aufnahmen im sichtbaren Spektrum diente der Herrn Stark von der Berliner Akademie der Wissenschaften zur Verfügung gestellte und von ihm beschriebene äußerst lichtstarke Spektrograph[2]). Die Aufnahmen wurden auf Agfa-Isolarplatten, teils Schleußnerplatten, gemacht und mit Rodinal entwickelt. Zur Untersuchung des ultravioletten Gebiets wurde ein kleiner Quarzspektrograph von Fueß, konstruiert von Gehrcke und Reichenheim[3]), benutzt. Der Apparat hat sphärisch korrigierte Objektive von 15 cm Brennweite für *Na*-Licht und ein Öffnungsverhältnis F : 5. Prismastellung und Kassettenneigung sind nicht variabel. Da der Apparat unterhalb λ 2000 sehr lichtschwach war, wurde die Justierung geändert und das Prisma, dessen stärkere Teile das kurzwelligste Licht völlig absorbierten, so montiert, daß die dünnsten Teile des Prismas die Objektivöffnung füllten und das Prisma für etwa λ 2100 im Minimum der Ablenkung stand. Die Lichtstärke stieg durch diese Änderung im Gebiet unterhalb 2000 etwa auf das Zehnfache. Allerdings war es so unmöglich, das ganze ultra-

1) J. Stark, diese Zeitschr. **9**, 85, 1908; Ann. d. Phys. **4**, 525, 1904.

1) J. Stark, T. Retschinsky u. A. Schaposchnikoff, Ann. d. Phys. **18**, 245, 1905.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. **26**, 818, 1908.

3) O. Reichenheim, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **28**, 340, 1908.

violette Spektrum gleichzeitig bei dieser Prismenstellung scharf zu erhalten. Da die gewöhnlichen Gelatinetrockenplatten von etwa λ 2100 ab ganz unempfindlich sind, wurden nach dem Vorgange Schumanns gelatinearme Trockenplatten angefertigt. Unter gewissen Abänderungen des Schumannschen Verfahrens gelang mir die Herstellung von Platten, die bei ziemlicher Schichtdicke gleichmäßig empfindlich waren vom äußersten Ultraviolett bis zum sichtbaren Spektrum und was Klarheit und Schwärzung angeht, den gewöhnlichen Trockenplatten (z. B. Σ-Platte von Lumière) überlegen waren. Über ihre Empfindlichkeit sei bemerkt, daß bei zwei Sekunden Expositionszeit das Aluminiumtriplett 1854 überexponiert war, mit einem Spalt von 0,02 mm und Belichtung durch einen mittelstarken *Al*-Funken. Die Entwicklung geschah durch Rodinal 1 : 10.

Zur Untersuchung der Emission des Quecksilbers wurden drei Quarzlampen von Heraeus benutzt. Außerdem wurden in einer Röhre aus Quarzglas Aufnahmen am Glimmstrom gemacht, sowohl von der positiven Säule, wie von der negativen Glimmschicht [1]). Zum Betriebe diente eine Hochspannungsdynamomaschine von 3000 Volt Spannung; die Stromstärke variierte zwischen 5 und 70 Milliampere bei den verschiedenen Aufnahmen. Die Expositionszeiten betrugen je nach Stromstärke 10′ bis 90′.

Zu den Fluoreszenz- und Absorptionsaufnahmen diente ein Quarzgefäß von der gezeichneten Gestalt (Fig. 1). In das sorgfältig gereinigte Gefäß wurde eine kleine Menge Quecksilber gebracht, durch Auskochen entluftet und nach sorgfältigstem Evakuieren mit einer Gaedepumpe abgeschmolzen. Jede Beimengung von Luft und anderen Gasen drückt die Fluoreszenz erheblich herab, obwohl die Erregung auch bei Gegenwart von Luft nach sehr starkem Anheizen möglich wird (vgl. auch die Ionisierung!). Um das Gefäß war eine Heizspirale gelegt, um beliebigen Dampfdruck herstellen und konstant halten zu können. Zu den Fluoreszenzaufnahmen wurde das zylindrische Gefäß vertikal vor den Spalt des Spektrographen aufgestellt und von oben belichtet, so daß kein direktes Licht von dem erregenden Funken in den Apparat gelangen konnte. Bei den Absorptionsaufnahmen befand sich das Quarzgefäß horizontal zwischen dem Spalt und der Lichtquelle, die in der Achsenrichtung des Kollimatorrohrs aufgestellt war. Zur Erregung der Fluoreszenz wurden Funkenstrecken aus Kadmium, Zink, Antimon, Aluminium und Wolfram-Eisenlegierung benutzt. Letztere wurde auch als Absorptionslichtquelle benutzt, da sie durch die zahlreichen, ziemlich gleich intensiven Linien, die nahezu bis 1850 reichen, besonders geeignet erschien.

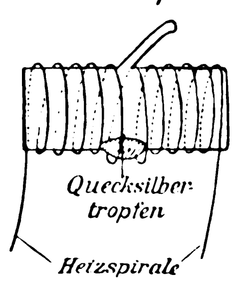


Fig. 1.

1) Während bei sämtlichen Lichtbogenaufnahmen und solchen der positiven Säule im Glimmstrom nur die vier schon von J. Stark und S. Kinoshita aufgefundenen Linien auftraten (Ann. d. Phys. **21**, 473, 1906) zeigten sich in dem negativen Glimmlicht eine Reihe weiterer zum Teil intensiver Linien, die offenbar als Fortsetzung des von J. Stark (Ann. d. Phys. **16**, 490, 1905) aufgefundenen zweiten Linienspektrums des Quecksilbers zu deuten sind. Sämtliche Linien sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben. Für die Wellenlängenmessung dienten die Aluminiumlinien als Normalen. Als Maß für die Intensität würde „Linienbreite × Schwärzung" gewählt und als Intensitätseinheit (Schwärzung = 1 und Breite = 1) diente bei den Glimmlichtlinien die schwache aber gut meßbare Linie 1925 A.-E., bei den Bogenlinien die Linie 2053. Angabe der Schwärzung allein für die Intensität einer Linie führt zu augenscheinlich unrichtigen Werten, während das Produkt Linienbreite × Schwärzung Werte liefert, die mit der bisher üblichen okularen Schätzung in guter Übereinstimmung stehen und sich genauer fixieren lassen. Die Breite wurde mikroskopisch gemessen und die Schwärzung mit Hartmanns Mikrophotometer bestimmt (Hartmann, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **19**, 97, 1899). Die Zahlenangaben sind Mittelwerte aus mindestens vier verschiedenen Aufnahmen.

Wellenlänge in A.-E.	Intensität = Schwärzung × Breite	
	im Bogen J	im neg. Glimmlicht J
1867	—	1,66 × 1,00 = 1,66 } Intensität
1873	—	1,27 × 1,00 = 1,27 } weg. über-
1898	—	1,02 × 1,00 = 1,02 gelagerter
1903	—	1,30 × 1,75 = 2,28 Banden
1925	—	1,00 × 1,00 = 1,00 unsicher!
1940	1,40 × 5,00 = 7,00	2,52 × 6,25 = 15,74
1946	—	sehr schwach
1954	—	sehr schwach
1971	1,37 × 5,00 = 6,85	1,71 × 4,25 = 7,27
1976	—	1,03 × 1,75 = 1,80
1985	—	1,33 × 2,75 = 3,66
2000	1,29 × 5,26 = 6,80	nur angedeutet
2021	—	1,42 × 1,75 = 2,49
2025	—	1,53 × 3,50 = 5,36
2053	1,00 × 1,00 = 1,00	2,07 × 5,75 = 11,90

Ferner war auf allen Quecksilberaufnahmen bei λ 1855 A.-E. ein kurzwelliges Bandenspektrum vorhanden, das wahrscheinlich dem Luftsauerstoff zuzuschreiben ist, der durch das Quecksilberlicht zur Fluoreszenz erregt wird. Dieselbe Bande fand sich auch im Aluminiumfunken in Luft wieder. Dies leicht zu erhaltende Bandenspektrum machte jede eingehende Untersuchung der Emission und Absorption des Quecksilbers in diesem Gebiet mit den gegenwärtigen Mitteln unmöglich. Eine ausführliche Untersuchung des Sauerstoffs soll demnächst folgen.

IV. Das Bandenspektrum des Quecksilbers.

Über ein Bandenspektrum des Quecksilbers sind wir durch eingehende Untersuchungen von Eder[1]) und Valenta orientiert. Es liegt von λ 4517 bis etwa λ 3200, d. h. in dem Gebiet, in dem nach Hartley Quecksilberdampf fluoresziert. Die Banden verlaufen von Rot zum Violett, bilden also den langwelligen Teil des Bandenspektrums des Quecksilberatoms. Die Beobachtungen von Eder und Valenta wurden an der positiven Lichtsäule gemacht; wenn eine entsprechende Bande in Absorption bisher weder von Hartley noch Wood gefunden wurde, so dürfte dies daran liegen, daß die angewandten Schichtdicken zu gering waren. Nach Beobachtungen von P. le Roux[2]) und R. J. Strutt[3]) soll Quecksilberdampf in der Durchsicht blau sein. Das langwellige Bandenspektrum in der positiven Säule aufgelöst zu erhalten, gelang mir unter Anwendung des großen Prismenspektrographen nicht, obgleich deutliche Abstufungen in der Intensität vorhanden waren. Unter diesen Umständen mußte eine Aufnahme derselben Bande in Fluoreszenz aussichtslos sein und es handelte sich nur um Aufsuchung der gekoppelten kurzwelligen Bande, die nach der Berechnung oberhalb λ 179 liegen mußte. Das Vorhandensein einer nach längeren Wellen zu laufenden, d. i. kurzwelligen Absorptionsbande wurde durch eine Reihe von Aufnahmen bei allmählich gesteigertem Dampfdruck festgestellt (Fig. 2). Selbst bei recht niedrigem Dampfdruck ist eine Absorption im Gebiet 1850 unverkennbar. Wurde der Heizstrom bedeutend erhöht, so rückte die Bande allmählich bis etwa λ 2346 vor, während gleichzeitig die Absorptionslinie 2536 in ihrer asymmetrischen Verbreiterung nach Rot zu verfolgen war (vergl. Fig. 2[4])). Das umgekehrte Verhalten scheint die Linie 2346 zu besitzen; sie ist schwieriger zu beobachten, da sie in das Ende der Bande fällt, außerdem wie auch in Fluoreszenz (s. weiter unten) wesentlich schwächer als 2536 ist. Doch lassen die Absorptionsaufnahmen e und f die scharfe Begrenzung nach längeren Wellen und das Vorrücken der Absorptionen nach kürzeren erkennen. In Emission zeigte sich die kurzwellige Bande in den Photographien vom Lichtbogen sowohl wie in allen Aufnahmen am Glimmstrom. Störend waren hierbei nur die zahlreichen übergelagerten Linien des Linienspektrums. Außerdem war der kurzwelligste Teil infolge der starken Absorption des Quecksilberdampfs und der Quarzabsorption des Apparats nicht zu erhalten. Besser traten die Einzelheiten, d. h. die Abschattierung in den Fluoreszenzaufnahmen zutage (Fig. 3). Die Fluoreszenz war am intensivsten anzuregen mit dem *Al*-Funken. Aber nicht nur hinsichtlich der Intensität, sondern auch der Farbe zeigten sich deutliche Unterschiede in der Fluoreszenz im sichtbaren Gebiet, die nach der Theorie aus dem genetischen Zusammenhang des kurzwelligen mit dem langwelligen Bandenspektrum wohl erklärbar sind. Dem kurzwelligsten Teil (Kopf) der ultravioletten Bande entspricht der langwelligste Teil (Kopf) der sichtbaren Fluoreszenzbande usf. in der Abschattierungsrichtung. Wird somit die ultraviolette Bande hauptsächlich mit kürzesten Wellen erregt, so spricht der am weitesten nach Rot liegende, in diesem Falle gelbgrüne Teil der sichtbaren Bande am stärksten an. Daher zeigt sich die Fluoreszenz beim *Al*-Funken (maximale Intensität bei 1850) grünlicher als beim *Sb*-, *Fe*-, *Zn*-Funken, die unterhalb $\lambda = 2000$ nur geringe Intensität besitzen. Selbstverständlich ist die Fluoreszenz mit der Quecksilberlampe leicht zu erregen, da die intensiv brennende Lampe vorzugsweise solches Licht emittiert, das fluoreszierender Quecksilberdampf absorbiert. Die Beobachtung ist aber schwierig, da das Auge durch die Lampe stark geblendet und unempfindlich gemacht wird. — Da, wie vorerwähnt, eine Auflösung der sichtbaren Fluoreszenzbande mit dem großen Prismenspektrograph aussichtslos war, wurde sie photographisch nicht weiter untersucht; ebenso mußte der Versuch aufgegeben werden, die kurzwellige Bande in ihrer ganzen Ausdehnung zu fassen, da es mit den vorhandenen Mitteln nicht möglich war, die Luft und damit die störende Bande bei 1855 auszuschließen, die wahrscheinlich eine kurzwellige Fluoreszenzbande des Sauerstoffs ist (vgl. S. 789, Anm. 1). Außer der langwelligen Fluoreszenzbande wurde von Wood die Fluoreszenz einer Linie bei 2536 aufgefunden. Diese Linie ist sehr leicht zu erhalten und fand sich bei allen Aufnahmen. Außerdem zeigte sich bei den hinreichend lange exponierten noch eine zweite Fluoreszenzlinie 2346. Wurden die Bedingungen richtig gewählt, so traten gleichzeitig beide Linien und die Fluoreszenzbande auf. Man hat bei diesen Aufnahmen mit Schwierigkeiten zu kämpfen: um günstige Fluoreszenz zu erhalten, darf die Dampfdichte nicht zu groß sein, da andernfalls das erregende Licht an der Oberfläche absorbiert wird und nicht tiefer hineindringt; andererseits geht bei zu geringem Dampfdruck das erregende Licht größtenteils hindurch, es fehlt an hinreichender Menge des fluoreszierenden Gases. Die sichtbare Fluoreszenz gibt auch keinen Anhalt für das Maximum der Fluoreszenz im Ultraviolett, da das Absorptionsvermögen des Dampfes für das kurz-

1) Eder u. E. Valenta, Denkschriften. Wien. Akad. **61**, 401, 1894.
2) F. P. le Roux, Compt. rend. **51**, 171, 1860.
3) R. J. Strutt, Phil. Mag. **4**, 596, 1902; **6**, 76, 1903.
4) Fig. 2 und 3 befinden sich auf Tafel XIV.

wellige und langwellige Bandenlicht verschieden ist.

V. Ionisierung des Quecksilberdampfs.

Daß während der Absorption von Licht in der kurzwelligen Bande bzw. Fluoreszenzerregung der Quecksilberdampf ionisiert war, wurde in folgender Weise festgestellt. Die Untersuchungen wurden nach der von Herrn Stark[1]) andern Orts beschriebenen Leitfähigkeitsmethode ausgeführt. Ihre Anwendungsmöglichkeit ist davon abhängig, daß der Effekt der Gasionisierung durch das ultraviolette Licht wesentlich größer ist, als etwa eine schon vorhandene Leitfähigkeit, so daß diese Ionisierung nicht verschwindend klein ist gegenüber dem lichtelektrischen Effekt.

Das Quecksilber befand sich zu der Messung in einem Quarzgefäß von beistehender Form (Fig. 4).

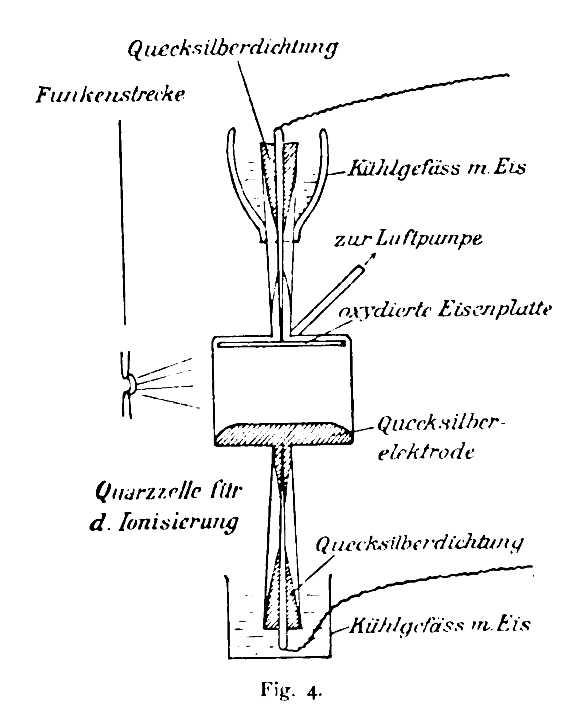


Fig. 4.

Die Zuleitungen zu den Elektroden waren eingeschliffene mit Quecksilber abgedichtete Stahlkonusse; als obere Elektrode wurde eine oxydierte Eisenplatte verwendet, als untere diente das Quecksilber selbst. Angeheizt wurde das Gefäß durch eine Heizspirale. An die Elektroden, zwischen die seitlich das fluoreszenzerregende Licht (Funke oder Quecksilberlampe) fiel, wurde eine bestimmte Spannung mittels einer Batterie kleiner Akkumulatoren gelegt; die Spannung ließ sich variieren von 2 bis 12 Volt. In diesem Stromkreis befand sich außer einem Vorschaltwiderstand und Stromwender das zur Messung der Stromstärken benutzte Drehspulengalvanometer, das eine Empfindlichkeit von etwa $1 \cdot 10^{-9}$ A. besaß. Der bei Bestrahlung mit ultraviolettem Licht beobachtete Strom setzt sich aus zwei Teilen zusammen (s. Fig. 5). Er besteht einmal

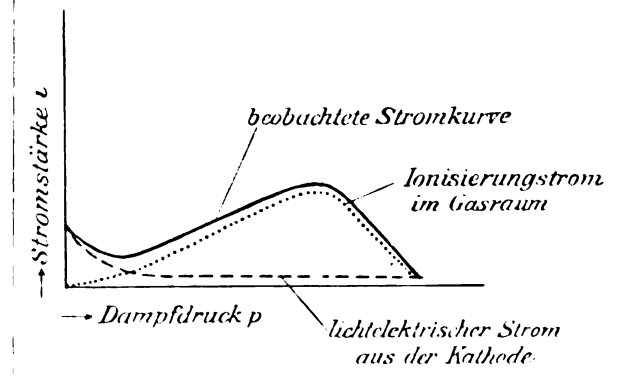


Fig. 5.

aus dem lichtelektrischen Strom aus der Kathode, der sein Maximum im höchsten Vakuum erreicht, und aus dem eigentlichen Strom durch Lichtionisierung des Dampfes. Bei von 0 an wachsendem Druck wächst dieser zu einem Maximum, um wieder abzunehmen, sobald der Dampfdruck so groß wird, daß das ionisierende Licht bereits in der Grenzschicht absorbiert wird. Man hat hier ähnliche Verhältnisse wie bei der Fluoreszenz. Während der Messungen stand der Quarzapparat durch eine nach oben führende Röhre mit der Luftpumpe in Verbindung. In diesem Rohr verdichtete sich beim Anheizen der Quecksilberdampf und erlaubte eine direkte Schätzung des im Gefäß vorhandenen Dampfdrucks durch die Höhe der kondensierten Quecksilbersäule. Vor Beginn der Versuche wurde das Gefäß noch einmal sorgfältigst evakuiert — es zeigte sich wie bei der Fluoreszenzbeobachtung, daß selbst Spuren von fremden Gasen und Verunreinigungen den Effekt erheblich herabdrückten. Sodann wurde das Gefäß allmählich angeheizt, während eine Spannung von 2 Volt an den Elektroden lag, und konstant belichtet, einmal mit der Quecksilberlampe, sodann mit den verschiedenen Funken. Die mit steigendem Dampfdruck vom Galvanometer angezeigten Stromstärken ergaben eine Kurve von der oben gezeichneten Form (s. Fig. 5). Das Maximum der Ionisierung lag etwa bei 18 mm Quecksilberdruck. Bei weiter gesteigertem Druck ging die Stromstärke wieder zurück. Wurde alsdann der Heizstrom unterbrochen, so ließ sich bei der Abkühlung dieselbe Stromkurve beobachten. Bei Belichtung mit der Quecksilberlampe nach konstantem Einbrennen (3,4 Amp. Belast.) und 2 Volt Elektrodenspannung wurde ein Strom von 1×10^{-8} A. im Vakuumgefäß gemessen. Dieser ging beim Anheizen zurück auf

1) J. Stark, diese Zeitschr. 10, 614, 1909.

1×10^{-9} A., um ein Maximum von 6×10^{-8} zu erreichen. Wurde die Gaszelle statt mit der Quecksilberlampe mit *Al*-Funken bestrahlt, so ergab sich eine Stromkurve von ähnlicher Gestalt, nur waren die gemessenen Stromstärken etwa viermal kleiner. Der Funken wurde mit einem Induktorium mittlerer Größe, dem eine Leidener Flasche parallel geschaltet war, betrieben. Bei den letzteren Messungen des Ionisierungsstroms ließen sich die analogen Fluoreszenzvorgänge sehr gut verfolgen. Sobald in der Stromkurve das Minimum erreicht war und der durch das Fluoreszenzlicht bedingte Ionisierungsstrom hervortrat, war das Einsetzen der Fluoreszenz zu beobachten, die gemeinsam mit der Ionisierung einem Maximum zustrebte. War letzteres in der Stromkurve überschritten, so war deutlich das Zurückgehen der Fluoreszenz im Innern der Gaszelle zu beobachten, bis schließlich nur noch die Oberflächenschicht am Rande lebhaft fluoreszierte. Dasselbe wiederholte sich umgekehrt bei der Abkühlung. Wurde zwischen die erregende Lichtquelle und die Zelle eine Glasplatte geschoben, so wurde gleichzeitig Ionisierung und Fluoreszenz vernichtet. Irgendwelche Leitfähigkeit des unbelichteten Quecksilberdampfs war selbst bei der höchsten in der Gaszelle vorkommenden Temperatur nicht zu beobachten.

Wie früher bemerkt, zeigten sich in Farbe und Intensität der mit Funken angeregten Fluoreszenz je nach den verwendeten *Al*-, *Cd*-, *Sn*-, *Wo-Fe*-Funken deutliche Unterschiede. Dieselben traten noch in höherem Grade in der Ionisierungsstärke zutage. Während diese beim *Al*-Funken, wie die Fig. 6 zeigt, noch recht erheblich war, war sie beim *Wo-Fe*-Funken um eine Zehnerpotenz kleiner unter sonst gleichen Bedingungen, noch kleiner bei Verwendung des *Sb*-Funkens. Genaue quantitative Untersuchungen waren bei der schwankenden Funkenintensität zwecklos. Diese Verschiedenheit in der Ionisierung lassen sich aber auf Grund der Starkschen Theorie erklären. Wie die Absorption von Licht in der langwelligen Bande weder Fluoreszenz erregen noch Ionisierung hervorrufen kann, so ist auch die Fluoreszenzerregung und Ionisierung um so schwächer, je mehr in längeren Wellen die Bande erregt wird. In dem Grade, wie die Bande mit kürzeren Wellen erregt, d. h. je größere Lichtquanten in ihr zur Absorption gebracht werden, um so stärker muß die Ionisierung sein[1]). Bei Erregung mit längeren Wellen nimmt die Ionisierung rascher ab als die Fluoreszenz, da zur Erregung der letzteren event. auch partielle Abtrennung des Valenzelektrons, also eine kleinere Energiemenge genügt. Bei den Ionisierungsmessungen befand sich die erregende Lichtquelle in einem Abstand von 2—4 cm, da mit der Quecksilberlampe ein Nähergehen wegen der entwickelten Wärme untunlich war. Bemerkenswert war der Einfluß, den die Lage der erregenden Lichtquelle in bezug auf die Elektroden für die Stromstärke hatte. Meist befand sich die Lichtquelle symmetrisch in halber Höhe der Elektroden. Wurde ihre Höhe geändert, so daß der Raum über der Kathode stärker als der an der Anode belichtet wurde, so stieg der Ionisierungsstrom erheblich; wurde der Raum an der Anode abgedeckt, z. B. durch eine Glasplatte, so änderte sich die Stromstärke nur minimal, während sie sehr stark zurückging, sobald der Kathodenraum abgeschirmt und unbelichtet blieb. Da die Stärke eines Ionisierungsstroms hauptsächlich vom Grade der Ionisierung im Gebiete des großen Kathodengefälles abhängt, ist dies erklärlich. Im folgenden sind die Kurven für die Stromstärke wiedergegeben, wenn bei konstanter Belichtung und konstantem Dampfdruck die angelegte Spannung von 2 bis 12 Volt gesteigert

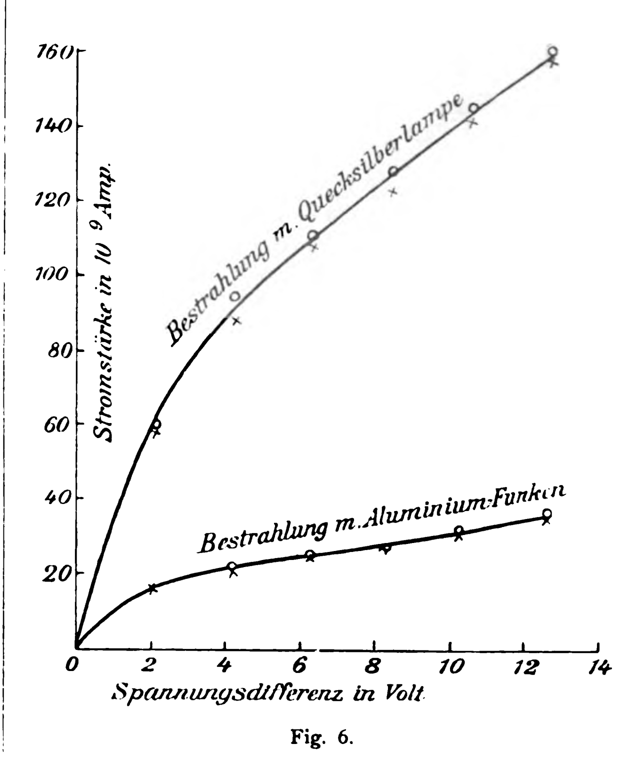


Fig. 6.

wurde. Wie ersichtlich, ist Sättigungsstrom noch nicht erreicht. Wahrscheinlich ist die Erklärung hierfür nicht im Einsetzen der Stoßionisierung zu suchen, da bei dem relativ hohen Dampfdruck die Elektronen nicht die nötige freie Weglänge durchlaufen können, sondern der wirkliche Grund dürfte nach einer Vermutung von Herrn Stark[1]) in der geringen

1) Näheres siehe J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 614, 1909.

1) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 614, 1909.



Abtrennungsgeschwindigkeit der losgelösten Elektronen liegen.

VI. Schluß.

In vorstehender Untersuchung wurde festgestellt, daß ultraviolett belichteter und fluoreszierender Quecksilberdampf ionisiert ist. Die Ionisierung dürfte so zu deuten sein, daß neben negativen Elektronen positive Restatome vorhanden sind. Gleichzeitig mit der Bande wurde das Auftreten der Linie 2536 in Emission, Fluoreszenz und Absorption beobachtet. Es ist interessant, daß an derselben Linie seiner Zeit von Herrn Stark der Dopplereffekt in Kanalstrahlen beobachtet und von ihm dahin gedeutet wurde, daß die Träger dieser Linie positive Atome seien.

(Eingegangen 21. September 1909.)

Diskussion.

Ladenburg: Darf ich den Herrn Vortragenden fragen, wie hoch die Temperaturen waren?

Vortragender: Die Temperaturen sind in dem Elektrodengefäß erheblich niedriger als 400 Grad gewesen, da der Siedepunkt des Quecksilbers bei Atmosphärendruck ca. 356^0 ist und die vorhandenen Drucke, wie im Vortrag erwähnt, höchstens einige Zentimeter betrugen.

Ladenburg: Und in dem Absorptionsgefäß?

Vortragender: Da sind sie jedenfalls wesentlich höher gewesen. Ich habe sie nicht gemessen, doch stieg der Dampfdruck auf mehrere Atmosphären.

A. Korn (Berlin), Untersuchungen über die Herabsetzung der Trägheit von Selenzellen mit Hilfe der Kompensationsmethode.

Wenn eine Selenzelle[1]) bei einer bestimmten Gesamtintensität $\mathfrak{J}$ des auf sie fallenden Lichtes den Widerstand w_0 hat, so wird der reziproke Widerstand der Zelle, nachdem man die Belichtung plötzlich um die Größe $\Delta\mathfrak{J}$ vermehrt hat:

$$\frac{1}{w} = \frac{1}{w_0} + \alpha\Delta\mathfrak{J}f(t); \tag{1}$$

wir verstehen dabei unter α eine Konstante, unter t die Zeit, gerechnet von dem Momente der Belichtungsvermehrung und unter der Funktion $f(t)$ eine Funktion ihres Argumentes, welche mit wachsendem Argumente asymptotisch gegen eins konvergiert, so daß für

$\lim t = \infty$:

$$\frac{1}{w} = \frac{1}{w_0} + \alpha\Delta\mathfrak{J}$$

und somit die Konstante α als die Empfindlichkeit der Zelle bezeichnet werden kann. Ein solches lineares Gesetz gilt aber mit großer Annäherung nur dann, wenn $\mathfrak{J}$ und $\Delta\mathfrak{J}$ innerhalb gewisser Grenzen bleiben; das Gesetz wird nicht mehr durch die Erfahrung bestätigt, wenn $\mathfrak{J}$ und $\Delta\mathfrak{J}$ gewisse Grenzen überschreiten.

Wir wollen aber vorläufig annehmen, daß wir uns innerhalb der Grenzen halten, innerhalb derer ein solches lineares Gesetz gültig ist, und innerhalb derer bei stetigen Belichtungsänderungen in einem Zeitintervall $t_0 t$ die Formel:

$$\left|\frac{1}{w}\right|_t = \left|\frac{1}{w}\right|_{t_0} + \alpha\int_{t_0}^{t}\frac{d\mathfrak{J}}{d\tau}f(t-\tau)\,d\tau \tag{2}$$

gelten wird; es ist von besonderer Bedeutung, die Funktion f wirklich kennen zu lernen.

Wir werden offenbar die Kurve

$$y = \text{const} f(t) \tag{3}$$

erhalten, wenn wir den Ausschlag eines Saitengalvanometers infolge eines durch die Zelle gehenden Stroms einer Akkumulatorenbatterie aufzeichnen, von dem Augenblicke an, in welchem die Belichtung $\mathfrak{J}$ den Zuwachs $\Delta\mathfrak{J}$ erhält.

Im Laufe der letzten Jahre sind eine große Zahl solcher Kurven aufgenommen worden; dieselben sind nicht für alle Zellen von derselben Form, sie ähneln sich natürlich darin, daß sie von Null ansteigen und sich mit wachsendem t einer Grenzordinate nähern, aber die Art des Anwachsens und der Annäherung ist für verschiedene Zellen recht verschieden. Immerhin hat sich aus allen diesen Kurven die folgende allgemeine Form der Funktion f ergeben: Man kann setzen:

$$y = \alpha\Delta\mathfrak{J}\cdot e^{-\beta t^{-\frac{1}{m}}}, \tag{4}$$

wo α, β, m $(0 < m < \infty)$ drei der Zelle eigentümliche Konstanten sind. Die Konstante α kann man nach wie vor als die Empfindlichkeit der Zelle bezeichnen, denn es ergibt sich für $\lim t = \infty$:

$$y = \alpha\Delta\mathfrak{J},$$

die Konstanten β und m sind Trägheitkonstanten; je größer β und m sind, um so schneller wird sich y seinem asymptotischen Werte nähern, und zwar wird die Zahl m noch einen wesentlicheren Einfluß haben, als die Konstante β. Wenn man den Konstanten β und m bestimmte Namen geben will, kann man etwa β als die Trägheitskonstante schlechthin, m als die exponentielle Trägheit bezeichen.

Für die Zwecke der Bildtelegraphie ist ein

---

1) In bezug auf die das Selen betreffende Literatur verweise ich auf das Werkchen von Dr. Chr. Ries, die elektrischen Eigenschaften und die Bedeutung des Selens für die Elektrotechnik, Verl. d. Fachzeitschrift „Der Mechaniker", Berlin-Nikolassee, 1908.

großes m das störendste Moment, und es hat sich herausgestellt, daß das kleinste m von den Zellen geliefert wird, welche Platindrähte als Elektroden haben und mit möglichst reinem Selen hergestellt sind; die besten derartigen von Herrn Giltay in Delft hergestellten Zellen haben eine exponentielle Trägheit von der Größe

$$m = \frac{2}{3},$$

während Zellen z. B. mit Kupferdrähten als Elektroden, Zellen mit Selenidbildungen, wesentlich größere exponentielle Trägheit besitzen, allerdings auch billiger herzustellen sind, als die Zellen mit Platinelektroden; im übrigen hängen die Konstanten wesentlich noch von der Dicke der Selenschicht und von der Art der Erkaltung der Selenpräparate ab.

Die Selenzellen werden um so brauchbarer sein, je kleiner die Zeit ist, welche vergeht, bis der Strom einigermaßen konstant bleibt. An der Herstellungsart der Selenzellen ist wohl zurzeit nicht viel in dieser Richtung zu bessern, das einzige ist, daß man Zellen mit noch dünneren Selenschichten nimmt, dann wachsen aber die Widerstände der Zellen entsprechend, und man ist auch hier ziemlich an der Grenze der Widerstandserhöhungen angelangt, die noch technisch brauchbar sind. Auf anderem Wege erreicht die Kompensationsmethode einen Fortschritt, indem die Wirkung zweier Zellen kombiniert und als Resultat der Kombination eine Kurve erhalten wird, welche nach wesentlich kürzerer Zeit der Abszissenachse nahezu parallel wird. Es wird dafür gesorgt, daß eine zweite Zelle (die Kompensationszelle) Belichtungen bezw. Belichtungsänderungen erhält, welche den Belichtungen der ersten Zelle (der Fühlerzelle) proportional sind, die beiden Zellen werden mit Hilfe von Brückenschaltung einander entgegengeschaltet, dann kann man durch geeignete Auswahl der beiden Zellen erreichen, daß die Differenzkurve (die kompensierte Kurve) in weit kürzerer Zeit der Abszissenachse nahezu parallel wird, als jede der beiden den Einzelzellen entsprechenden Kurven.

Es handelt sich nun darum, an der Hand der Selenformeln einen Anhaltspunkt dafür zu gewinnen, wie zwei Zellen zu einander kombiniert werden müssen, um sich zur Kompensation zu eignen. Sei

$$y_1 = \alpha_1 \Delta \mathfrak{J} \cdot e^{-\beta_1 t^{-\frac{1}{m}}} \qquad (5)$$

der bei einer Belichtungsänderung der Fühlerzelle auftretende Stromzuwachs,

$$y_2 = \alpha_2 \Delta \mathfrak{J} \cdot e^{-\beta_2 t^{-\frac{1}{m}}} \qquad (6)$$

der bei der Belichtungsänderung der anderen Zelle — die gleiche exponentielle Trägheit besitze — auftretende Stromzuwachs, dann ist die Bedingung dafür, daß die Differenzkurve der Abszissenachse parallel wird $\frac{d(y_1 - y_2)}{dt} = 0$:

$$\alpha_1 \beta_1 e^{-\beta_1 t^{-\frac{1}{m}}} - \alpha_2 \beta_2 e^{-\beta_2 t^{-\frac{1}{m}}} = 0. \qquad (7)$$

Die Bedingung kann natürlich (wenn $\alpha_1 \mp \alpha_2$) nicht von $t = 0$ an erfüllt werden; nach sehr kurzer Zeit kann man aber in erster Annäherung:

$$e^{-\beta_1 t^{-\frac{1}{m}}} = 1,$$

$$e^{-\beta_2 t^{-\frac{1}{m}}} = 1$$

setzen, und die Kompensationsbedingung wird:

$$\alpha_1 \beta_1 = \alpha_2 \beta_2, \qquad (8)$$

unter Voraussetzung gleicher exponentieller Trägheit der beiden Zellen; bei ungleichen exponentiellen Trägheiten ist die Kompensation nicht so leicht zu erzielen[1]).

Außer der Kompensationsbedingung (8) ist für die Brauchbarkeit der Zellen noch erforderlich, daß die Differenzempfindlichkeit

$$\alpha_1 - \alpha_2$$

möglichst groß ist, und man erhält auf diese Weise leicht die folgenden Forderungen für eine möglichst gute Kompensation:

1. Die beiden Zellen sollen eine möglichst geringe und eine möglichst gleiche exponentielle Trägheit haben,
2. die Empfindlichkeit der Fühlerzelle soll möglichst groß, ihre gewöhnliche Trägheit möglichst klein sein,
3. die Empfindlichkeit der Kompensationszelle soll verhältnismäßig klein, ihre Trägheit verhältnismäßig groß sein, so, daß die Gleichung

$$\alpha_1 \beta_1 = \alpha_2 \beta_2$$

erfüllt werden kann.

Da man es in der Hand hat, die Kompensationszelle proportional mehr oder weniger zu belichten, als die Fühlerzelle, so kann man im allgemeinen stets eine Kompensation zwischen 2 Zellen erreichen, wenn nur die Bedingung

$$\beta_2 \text{ merklich} > \beta_1$$

erfüllt ist, wenn also die gewöhnliche Trägheit der Kompensationszelle merklich größer ist, als die der Fühlerzelle. Man muß noch auf einen Umstand dabei Rücksicht nehmen, nämlich, daß man bei den Belichtungen in den Grenzen bleibt, innerhalb derer das lineare Gesetz

$$y \text{ proportional mit } \Delta \mathfrak{J}$$

mit genügender Annäherung in Geltung bleibt; diese Linearität ist nicht vorhanden, wenn man aus dem Dunkeln in das erste Belichtungsstadium geht, ferner nicht, wenn man zu stark

1) Bei manchen Zellen wird die Kompensation noch durch ein verschiedenes Verhalten bei Belichtungsvermehrung bzw. Verminderung erschwert.

belichtet; da das letztere in der Bildtelegraphie nicht zu befürchten ist, hat man daselbst nur darauf Rücksicht zu nehmen, daß man die ersten Stadien der Belichtung ausschaltet, und das ist der Grund, weshalb es sich empfiehlt, den Zellen von vorn herein und stets eine konstante Zusatzbelichtung zu geben, so daß auch bei einem verhältnismäßig dunkeln Tone des Bildes die beiden Zellen schon etwas erhellt sind, wenigstens die Fühlerzelle, bei welcher die Fehler am meisten in Betracht kommen.

Schließlich sei noch bemerkt, daß die Kompensationsmethode nur ein Mittel ist, die Nachwirkung der Zellen herabzusetzen, eine völlige Ausschaltung der Nachwirkung ist natürlich auch auf diesem Wege nicht möglich.

(Eingegangen 21. September 1909.)

Josef Ritter v. Geitler (Czernowitz), Über die Erzeugung von Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte[1]**).**

Die hier mitzuteilenden Versuche und deren Theorie ergaben sich aus der Verfolgung einer Erscheinung, die ich gelegentlich einer anderen Untersuchung beobachtete. Diese Erscheinung möge daher zunächst an der Hand der Fig. 1

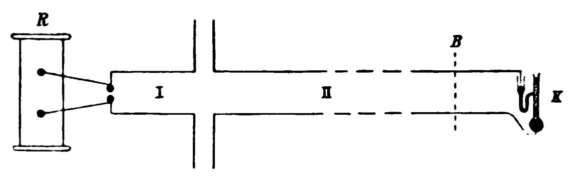


Fig. 1.

kurz beschrieben werden. Es bedeutet *R* einen mit Rotaxunterbrecher betriebenen Ruhmkorffschen Induktionsapparat, *I* den Primärkreis, *II* den Sekundärkreis einer Hertz-Lecherschen Anordnung, *K* ein Kapillarelektrometer, *B* einen Draht, der beliebig über die Drähte des Sekundärkreises gelegt oder von ihnen entfernt werden kann. Wenn *B* nicht vorhanden ist, so bemerkt man am Kapillarelektrometer, je nach der Richtung des Primärstromes im Induktorium, eine Verschiebung des Meniskus in dem einen oder anderen Sinne, hervorgebracht durch den Strom, der den Ausgleich der Influenzelektrizitäten der Sekundärkapazitäten beim Aufladen des Primärkreises vor dem Eintritte der Funkenentladung vermittelt. Legt man nun, während der Induktionsapparat in Gang ist, bei *B* die Brücke über die beiden Sekundärdrähte, um durch Kurzschluß eine Depolarisation des Kapillarelektrometers zu bewirken, so sieht man eine lebhafte Gasentwicklung am Quecksilbermeniskus auftreten, wenn die Berührung des Brückendrahtes mit den Sekundärleitern keine vollkommene ist, derart, daß ein Funke zwischen *B* und dem einen Sekundärleiter entsteht. Bei vollkommener Überbrückung der Drähte sowie bei vollkommener Entfernung der Brücke hört diese Gasentwicklung sofort auf. Die beschriebene Tatsache ruft also vollkommen den Eindruck hervor, daß infolge des Funkens bei *B* das Kapillarelektrometer von einem Gleichstrom durchflossen werde; wenigstens deutet die lebhafte Gasentwicklung auf eine stattfindende Elektrolyse hin.

Im weiteren Verlaufe der Untersuchung dieser auffälligen Erscheinung wurde die Versuchsanordnung natürlich in mehrfacher Hinsicht verändert. Ehe ich jedoch zur genaueren Beschreibung der weiteren Versuche und der damit erzielten Resultate übergehe, möge die Theorie der gefundenen Erscheinungen skizziert werden, wenn auch der wirkliche Weg meiner Untersuchung der umgekehrte gewesen ist. Auch bei der Darstellung der Versuche selbst soll in zusammenfassend systematischer Weise vorgegangen werden, ohne Rücksicht auf die Reihenfolge, in der sie wirklich angestellt wurden.

A. Theorie.

In den letzten Jahren haben sich unsere Kenntnisse von den Bedingungen, die zur Verwandlung eines Gleichstromes in Wechselstrom von größerer oder geringerer Periode führen, bedeutend erweitert und vertieft[1]). Eine zusammenfassende Theorie der Schwingungserzeugung ist in einer ausgezeichneten Arbeit von H. Barkhausen[2]) dargelegt, deren Inhalt ich hier als bekannt voraussetze. Es erschien mir nun nicht aussichtslos, an die Umkehrung des eben erwähnten Problems heranzutreten und die Bedingungen zu suchen, die zur Erzeugung eines Gleichstromes durch eine rein periodische elektromotorische Kraft erforderlich sind. Als rein periodisch soll eine elektromotorische Kraft $\mathfrak{E}$ von der Periode τ bezeichnet werden, wenn die Gleichung gilt $\int_0^\tau \mathfrak{E}\, dt = 0$.

Ist ein Stromsystem gegeben, in dem die Koeffizienten der gegenseitigen und Selbstinduktion (L), die Widerstände (W) und die Kapazitäten (C) konstant sind, so kann in ihm

1) Aus dem physikalischen Institut der k. k. Universität Czernowitz; der Vortrag schließt sich mit einigen Kürzungen und Ergänzungen an meine unter gleichem Titel in den Sitzungsberichten der kais. Akad. d. W. in Wien, Bd. CXVIII, Abt. 2a, S. 703—726, 1909 veröffentlichte Arbeit an.

1) Es sei hier besonders auf die Arbeiten H. Th. Simons und seiner Schüler hingewiesen.

2) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung. Dissertation, Leipzig, Verlag von S. Hirzel. 1907.

durch eine reine Wechselspannung nur ein reiner Wechselstrom hervorgerufen werden, wie leicht zu beweisen ist[1]).

Es soll nun aber gezeigt werden, daß eine rein periodische elektromotorische Kraft $\mathfrak{E}$ einen Wechselstrom mit übergelagertem Gleichstrom I_0 hervorrufen kann, wenn der Widerstand W des Stromkreises eine Funktion der Zeit ist mit periodischer Wiederkehr gleicher Zustände.

Von dem Vorhandensein von Kapazitäten soll hierbei, der Einfachheit wegen, vorläufig abgesehen werden. Es wird jedoch keinerlei Voraussetzung darüber gemacht, ob die Veränderlichkeit der Größe W von außen aufgezwungen oder etwa vom Strome selbst hervorgebracht wird.

Unter Anwendung der soeben angegebenen

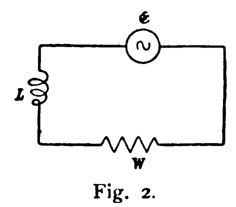


Fig. 2.

Beziehungen gilt in einem solchen Stromkreise (Fig. 2) die Gleichung

$$\frac{dI}{dt} + \frac{W}{L} \cdot I = \frac{\mathfrak{E}}{L} \cdot \qquad (1a)$$

Setzen wir

$$\left.\begin{aligned} \frac{W}{L} &= f(t) \\ \frac{\mathfrak{E}}{L} &= \psi(t) \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

so nimmt Gleichung (1a) die Gestalt an:

$$\frac{dI}{dt} + f(t) \cdot I = \psi(t). \qquad (1)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist:

$$\begin{aligned} I &= \text{const.}\, e^{-\int f(t)\,dt} + \\ &+ e^{-\int f(t)\,dt} \cdot \int \psi(t) \cdot e^{\int f(t)\,dt} \cdot dt. \end{aligned} \qquad (3)$$

Wir denken uns $f(t)$ und $\psi(t)$ als Fouriersche Reihen gegeben. Dann ist $\int f(t)dt = \alpha t +$ einer Fourierschen Reihe, wenn α das konstante Glied von $f(t)$ bedeutet. Daher ist auch $e^{\int f(t)dt}$ eine mit dem Faktor $e^{\alpha t}$ multiplizierte Fouriersche Reihe. Demnach ist $\psi(t) \cdot e^{\int f(t)dt}$ eine Reihe von Gliedern der Form $A \cdot e^{\alpha t} \cdot \begin{cases} \cos n\omega t \\ \sin n\omega t \end{cases}$ Die Integration solcher Funktionen führt wieder auf Funktionen derselben Form, die alle den gemeinsamen Faktor $e^{\alpha t}$ besitzen. Im zweiten Gliede der Gleichung (3) hebt sich also dieser Faktor $e^{\alpha t}$ fort, und es bleibt eine periodische Funktion als Lösung der Differentialgleichung. Das erste Glied der Gleichung (3), das eine willkürliche Integrationskonstante enthält, kann unberücksichtigt bleiben; denn es stellt die Lösung der homogenen Differentialgleichung

$$\frac{dI}{dt} + f(t)\, I = 0 \qquad (4)$$

dar und ergibt eine Funktion, die wegen des Exponentialfaktors mit wachsendem t rasch abnimmt, wenn $f(t)$ positiv ist, was hier vermöge der physikalischen Bedeutung von $f(t)$ stets zutrifft.

Wir gelangen so zu dem Resultat, daß unsere Differentialgleichung durch eine konvergente Fouriersche Reihe gelöst wird, wenn W, $\mathfrak{E}$ ebensolche Funktionen sind.

Da das konstante Glied I_0 dieser Fourierschen Reihe, durch die I dargestellt wird, nur in speziellen Fällen Null, im allgemeinen aber von Null verschieden ist, so folgt also aus unseren ganz allgemeinen Voraussetzungen, daß eine veränderliche elektromotorische Kraft in einem Stromkreis einen Gleichstrom I_0 hervorzurufen vermag, wenn der Widerstand variabel ist[1]).

Da unsere allgemeinen Betrachtungen ohne jede besondere Voraussetzung über die Ursachen der Veränderlichkeit der Größe W angestellt wurden, so sind wir berechtigt, sie auf den Fall anzuwenden, der den Ausgangspunkt dieser Arbeit bildet, und werden daher nicht anstehen, die Gasentwicklung bei dem eingangs beschriebenen Versuch auf die Elektrolyse durch den Gleichstrom I_0 zurückzuführen, der durch das Zusammenwirken der elektromotorischen Kraft der Hertzschen Schwingung mit dem variablen Funkenwiderstande bei B (Fig. 1) erzeugt wird.

B. Experimenteller Teil.

Die vorangestellte Theorie dürfte das Verständnis der nunmehr genauer zu beschreibenden Versuche wesentlich zu erleichtern geeignet sein.

1. Um einfachere Verhältnisse zu gewinnen,

1) Vgl. hierzu auch Barkhausen, l. c., § 5.

1) Im Falle eines variabeln L tritt an Stelle von Gl. (1a)

$$\frac{d(L.I)}{dt} + \frac{W}{L}(L.I) = \mathfrak{E}. \qquad (1b)$$

Da diese Gleichung ebenfalls vom Typus der Gleichung (1a) ist, so erkennt man, daß das Produkt $L.I$ sich ebenfalls als die Summe aus einem konstanten und einem rein periodischen Gliede ergibt. Daraus folgt die Möglichkeit einer Gleichstromkomponente I_0, wenn W variabel ist, gleichviel ob gleichzeitig L konstant (vergl. oben) oder variabel mit gleicher Periode ist. Hingegen genügt, da in Gl. (1b) jedes der drei Glieder für sich rein periodisch ist, wie mich Herr Barkhausen freundlichst aufmerkam gemacht hat, die Veränderlichkeit von L allein nicht (bei konstantem W) zur Erzeugung einer Gleichstromkomponente.

als sie das Ausgangsexperiment bietet, ging ich — noch in Unkenntnis der Theorie — daran, eine ganz ähnliche Versuchsanordnung mit gewöhnlichem Wechselstrom zu treffen. Fig. 3 gibt ein Bild derselben. Es bedeutet 𝔈 die Wechselstrommaschine des im Institut aufgestellten Gleichstrom-Wechselstromumformers, *S* eine Drosselspule, *W* eine Bogenlampe, *r* einen Vorschaltwiderstand, *D* ein Drehspulengalvanometer und *s* einen Stromschlüssel. Bringt man den Lichtbogen zum Brennen, so bemerkt man, wenn *s* geschlossen ist, am Galvanometer das Auftreten eines Gleichstromes, dessen Richtung sich oft sprungweise ändert, wobei man meist ein Flackern des Bogens wahrnimmt, als Zeichen dafür, daß sich die Entladungsbedingungen geändert haben. Auch eine absichtliche Veränderung der Lichtbogenlänge ruft einen Wechsel der Gleichstromrichtung hervor. Die Erscheinung der Stromumkehr zeigte sich bei beiderseits gleichen, dicken oder dünnen Dochtkohlen sowie auch dann, wenn ein Pol von einer dicken, der andere von einer dünnen Kohle gebildet war. Ich konnte die Erscheinung auch dann beobachten, wenn der Bogen zwischen möglichst gleichen, horizontal gestellten Kohlen brannte. Während der Versuche wurde ich darauf aufmerksam, daß ähnliche Erscheinungen schon von J. Sahulka[1]) beobachtet worden sind. Doch weichen meine Resultate in einigen Beziehungen von jenen Sahulkas ab; auch fand ich u. a., daß beim Wechselstromlichtbogen zwischen Kupfer und Kohle die Richtung des auftretenden Gleichstromes je nach den Versuchsbedingungen wechseln kann[2]). Ferner möchte ich darauf hinweisen, daß mir Sahulkas Resultat, wonach er zirka 60 Proz. des Wechselstromes als Gleichstrom gewonnen hätte[3]), einer weiteren experimentellen Prüfung zu bedürfen scheint.

Es ist wohl nicht zweifelhaft, daß diese Versuche gleichwie die sogenannten Ventilwirkungen, die Sahulka an Lichtbögen zwischen Kohle und Metallelektroden beobachtet hat[2]), ferner die Graetz-Pollakschen Wechselstromgleichrichter[4]), die Vorrichtungen nach Art der Cooper-Hewitt-Lampe usw., von der oben dargelegten Theorie in befriedigender Weise umfaßt werden. Bei allen diesen und ähnlichen sogenannten Ventilvorrichtungen liegen eben die Versuchsbedingungen derart, daß ein variabler Widerstand vorhanden ist, dessen Konstanten einen Gleichstrom von bestimmter Richtung ermöglichen, während die notwendigen Voraussetzungen für eine Stromumkehr in den meisten dieser Fälle nicht verwirklicht werden können. Bemerkenswert in dieser Hinsicht erscheint mir übrigens der Hinweis Sahulkas, daß der von einem Wechselstromlichtbogen zwischen Quecksilber und Eisenelektroden in Luft von normalem Druck erzeugte Gleichstrom gerade entgegengesetzt gerichtet ist, wie der mit Hilfe der Cooper-Hewitt-Vakuumlampe gewonnene[1]). Auch die von H. Rubens angegebene und von G. v. Ubisch genauer untersuchte Methode der Verwendung des Galvanometers bei Wechselstrommessungen[2]) bildet einen Spezialfall der hier vorgetragenen Theorie.

Bei den soeben erwähnten Versuchsanordnungen, die alle unter das Schema der Fig. 3 fallen, tritt der Gleichstrom natürlich nicht nur in dem Zweige *DrsW*, sondern auch im Kreise *S*𝔈*W* auf; der Stromverlauf, von dem man sich leicht durch einen Versuch überzeugt, ist etwa durch die Pfeile der Figur veranschaulicht, d. h. er ist so beschaffen, als ob an Stelle von *W* eine konstante elektromotorische Kraft von der dem Strom entsprechenden Richtung vorhanden wäre. Der Strom ist also im Kreise *S*𝔈*W* auch dann vorhanden, wenn *DrW* nicht angeschlossen ist. Aus dem Folgenden wird sich ergeben, weshalb ich diese Verhältnisse mit größerer Ausführlichkeit diskutiert habe, als es vielleicht auf den ersten Blick nötig erscheinen dürfte.

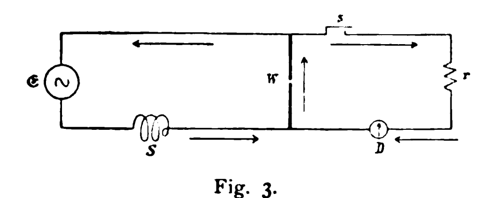


Fig. 3.

2. Daß auch bei sehr schnellen Schwingungen Verhältnisse geschaffen werden können, die im Sinne unserer Theorie eine Verwandlung der Energie der Schwingung in Gleichstromenergie gestatten, geht, wie oben erwähnt, schon aus dem der ganzen Untersuchung zum Ausgangspunkte dienenden Grundversuche hervor. Die weiteren Betrachtungen sollen an Versuchsanordnungen geknüpft werden, die eine bessere Einsicht in die Einzelheiten ermöglichen, als dies bei jenem Versuche der Fall ist.

In Fig. 4 bedeutet *R* wieder ein großes Ruhmkorffsches Induktorium, das mit Hilfe eines Rotaxunterbrechers durch den passend abgezweigten Gleichstrom der städtischen Zen-

1) J. Sahulka, E.T.Z. **29**, 949, 1908.
2) J. Sahulka, Sitzungsber. d. kais. Akad. d. W. in Wien **103**, IIa, 925 ff., 1894.
3) J. Sahulka, E.T.Z. **29**, 1036, 1908.
4) Graetz, Wied. Ann. **62**, 323, 1897; Pollak, C. R. **124**, 1443, 1897.

1) J. Sahulka, E.T.Z. **29**, 1036, 1908.
2) H. Rubens, Wied. Ann. **37**, 522, 1889; G. v. Ubisch, Verh. d. D. phys. G. 1907, S. 61.

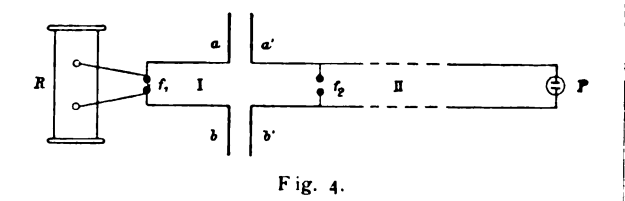


Fig. 4.

trale gespeist wurde[1]). An das Induktorium war ein Hertzscher Primärkreis I angeschlossen. Die Funkenstrecke f_1 bestand aus Messingkugeln (4 cm Durchmesser) und ihre Länge konnte grob reguliert werden. Die ganze Länge des primären Drahtes $a f_1 b$ betrug zirka 250 cm. Den Zinkplatten a, b (40 cm Seitenlänge) standen in veränderlicher Entfernung (meist 4 cm) die ebenso großen Zinkplatten $a' b'$ gegenüber; an diese schlossen sich die parallel gespannten Drähte des Sekundärkreises II, deren Länge verändert werden konnte. Ihr gegenseitiger Abstand war meist 20 cm. Bei P endeten sie an den Elektroden einer Polarisationszelle, die mit verdünnter Schwefelsäure beschickt war; die Elektroden waren entweder in Glasröhren eingeschmolzene Platindrähte verschiedener Stärke (0,42 mm, 0,15 mm) und Länge (6 bis 8 mm, 1 bis 2 mm), deren gegenseitiger Abstand verändert werden konnte, oder blanke Platinplatten von etwa 1,5 × 1 cm Größe und 0,5 cm Distanz oder endlich gut platinierte Platinplatten eines Kohlrauschschen Leitfähigkeitsgefäßes von 4 cm Durchmesser. Bei f_2 befand sich die Funkenstrecke eines Funkenmikrometers, das die Funkenlängen auf Hundertstelmillimeter zu messen erlaubte. Als Elektroden wurden bei f_2 meist Messingkugeln von 4 cm Durchmesser angebracht. Die weiterhin beschriebenen Versuche sind durchwegs mit solchen ausgeführt; doch kamen auch Zinkkugeln, ferner Kombinationen von Zink und Messingkugeln, sowie von Messingkugel und Messingspitze zur Verwendung, ohne daß hierbei prinzipielle Unterschiede in den Resultaten auftraten. Das Mikrometer, dessen Elektroden mit Hilfe von Klemmschrauben mit den Sekundärdrähten verbunden waren, konnte längs II verschoben und seine Lage an einem Meßband abgelesen werden.

a) Die Distanz der Platten aa' und bb' betrage etwa 4 cm. Bei P seien als Elektroden blanke Platindrähte von 0,42 mm Durchmesser und etwa 8 mm Länge angebracht. Sind die Kugeln bei f_2 so weit auseinandergeschraubt, daß kein Funke überspringen kann, so ist an den Drähten bei P eine Gasentwicklung nicht zu bemerken, wenn der Ruhmkorffapparat in Gang ist. Nähert man die Mikrometerkugeln einander, bis Funken zu springen beginnen, so tritt sofort eine lebhafte, deutlich polare Gasentwicklung an den Platindrähten auf. Bei weiterer Verkleinerung der Funkenstrecke hört die Gasentwicklung bei einer gewissen Länge des Funkens auf, um bei weiterer Verkleinerung von f_2 wieder lebhaft einzusetzen, doch diesmal mit entgegengesetzter Polarität als früher. Bei abermaliger Verkleinerung von f_2 geht die Gasentwicklung nochmals durch den Nullpunkt, um bei ganz kleinen Fünkchen wieder ihren ursprünglichen Sinn zu erhalten. Zur Beobachtung besonders in der Nähe der Umkehrpunkte, bedient man sich zweckmäßig einer Lupe.

Ersetzt man die Kondensatoren aa' und bb' durch Franklinsche Tafeln von 3 mm Glasdicke und 50 × 33 cm Stanniolbelegung, wodurch natürlich größere Elektrizitätsmengen ins Spiel gebracht werden, so kann man die eben beschriebene Erscheinung bei P auch sehr gut mit blanken Platinplattenelektroden von 1,5 cm² und 0,5 cm Abstand beobachten. Schaltet man außer P noch eine zweite, gleiche Polarisationszelle in den Draht ein, der eine der beiden Mikrometerkugeln mit dem Sekundärleiter verbindet, so ist die Erscheinung in beiden Gefäßen zu sehen und die Polarität der Gasentwicklung läßt erkennen, daß der sie hervorrufende Gleichstrom den Kreis Pf_2 durchfließt.

Vom Standpunkte der vorgetragenen Theorie wird man kaum zweifeln können, daß der mit Hilfe der Polarisationszelle nachgewiesene Gleichstrom seinen Ursprung den im Sekundärleiter durch den Funken ablaufenden Schwingungen und dem variablen Widerstande dieses Funkens f_2 verdanke. Die bei den verschiedenen Funkenlängen wechselnden Bedingungen werden es eben bewirken, daß die Richtung und Stärke von I_0 sich in der beobachteten Weise verändern. Immerhin scheint ein schärferer Beweis hierfür nicht überflüssig.

b) Um von der Verwendung der Polarisationszelle als Stromanzeiger unabhängig zu sein, die ja möglicherweise selbst noch unbekannte Komplikationen in den Versuch einführen könnte — man denke etwa an die beim Schlömilchschen Detektor zutage tretenden depolarisierenden Wirkungen elektrischer Wellen[1]) oder an etwaige Widerstandsänderungen der Zelle infolge der Schwingungen[2]) —, so wurde der Sekundärleiter bei P statt durch die Zelle mit Hilfe eines

1) Ich möchte es nicht unterlassen, hervorzuheben, daß der Rotaxunterbrecher sich bei dauerndem Gebrauch in vorzüglicher Weise bewährt hat. Der Funkenstrom des Induktoriums konnte stundenlang in sehr befriedigender Konstanz aufrecht erhalten werden.

1) Schlömilch, ETZ. **24**, 959, 1903; V. Rothmund u. A. Lessing, Ann. d. Phys. **15**, 193, 1904.

2) Über den Nachweis, daß solche nicht vorhanden sind, wird an anderer Stelle (Jahrb. d. drahtl. Tel.) berichtet werden.



querüber gelöteten horizontalen Drahtes überbrückt und über diesem, elektrostatisch durch ein Messinggehäuse geschützt, in einer Entfernung von einigen Millimetern ein astatisches Nadelpaar aufgehängt, dessen Ablenkungen mit Spiegel und Skala gemessen werden konnten.

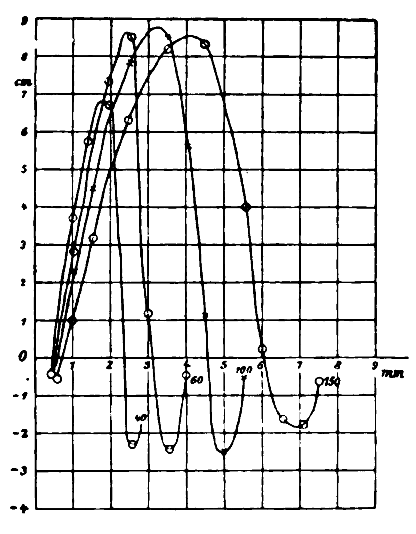


Fig. 5.

Solange bei f_2 kein Funke übersprang, zeigte dies improvisierte Galvanometer einen konstanten Ausschlag von einigen Millimetern infolge der direkten magnetischen Einwirkung des Induktoriums. Dieser Ausschlag muß als Korrektion in Rechnung gebracht werden. Sobald nun f_2 verkleinert wurde, zeigten sich sehr regelmäßige Ausschläge, die allmählich, bei Verkleinerung von f_2, bis Null abnahmen, in entgegengesetztem Sinn anwuchsen, um dann nochmals, durch Null gehend, ihren ursprünglichen Sinn anzunehmen.

In Fig. 5 sind die Resultate einer solchen Versuchsreihe zur Darstellung gebracht. Die Abszissen bedeuten die Funkenlänge f_2 in Millimetern, die Ordinaten geben die Galvanometerausschläge in Zentimetern. Die den einzelnen Kurven beigefügten Zahlen geben die Entfernung des Mikrometers vom geschlossenen Ende des Sekundärleiters in Zentimetern an. Jede Kurve wurde bei der betreffenden Entfernung durch Veränderung der Funkenlänge f_2 gewonnen, wobei die Länge des primären Funkens f_1 während der ganzen Versuchsdauer konstant gehalten wurde.

Diese Versuche liefern den exakten Beweis für die Existenz eines in seiner Richtung und Stärke von der Funkenlänge f_2 abhängigen Gleichstromes I_0 im Kreise Pf_2. Zugleich aber lassen sie deutlich erkennen, daß die Funkenlänge noch nicht den allein maßgebenden Faktor für die Richtung dieses Stromes bildet; denn die Versuche zeigen, daß bei verschiedener Lage des Mikrometers auf dem Sekundärleiter gleichen Funkenlängen durchaus nicht auch gleiche Stärke und Richtung von I_0 entsprechen. Am besten ist dies an der Verschiebung der Punkte $I_0 = 0$ sowie an der verschiedenen Lage der positiven und negativen Maximalstellen zu sehen. Die Ursache hiervon dürfte, wenigstens teilweise, wohl in dem Umstande zu suchen sein, daß die Funken f_2 bei verschiedener Lage des Mikrometers auf dem Sekundärleiter verschieden raschen Schwingungen entsprechen. Es ist verständlich, daß sich hierdurch die dynamische Charakteristik der Funkenentladung[1]), die für den zeitlichen Verlauf des Funkenwiderstandes und daher für die I_0 bestimmenden Bedingungen maßgebend ist, für jede gegebene Funkenlänge verändern muß.

Daß wirklich die Lage des Mikrometers f_2 für die Schwingungsdauer des Sekundärkreises bestimmend ist, kann man leicht mit Hilfe der von mir in früheren Arbeiten vielfach verwendeten Paralleldrahtresonatormethode nachweisen. Zu diesem Zwecke spannt man, etwa 20 cm über *II*, zwei dem Sekundärleiter und untereinander parallele Drähte aus, deren über $a' b'$ gelegenen Enden mit den Platten eines Hertz-Bjerknesschen Elektrometers verbunden sind. Die Länge dieses Resonators kann durch eine verschiebbare Kupferblechbrücke verändert werden. Bringt man diese in die Lage stärkster Resonanz mit dem bei *P* überbrückten Sekundärkreise, solange bei f_2 keine Funken überspringen, und nähert die Mikrometerkugeln einander, so wird die Resonanz vollkommen vernichtet, sobald die Funken bei f_2 auftreten. Verschiebt man nun die Resonatorbrücke in der Richtung gegen das Elektrometer, so findet man je nach der Lage des Mikrometers eine neue Resonanzstellung. Ein Vergrößern von f_2 bis zum Aufhören der Funken hebt diese Resonanz auf und es erweist sich nun wieder die frühere Stellung der Resonatorbrücke als die richtige.

c) Für die Charakteristik des Funkens und somit für die Stärke und Richtung des Gleichstromes sind jedenfalls die ins Spiel tretenden Elektrizitätsmengen von Bedeutung; denn sie sind, unter sonst gleichen Umständen, für die thermischen Verhältnisse der Funkenbahn maßgebend. Es ist daher zu erwarten, daß auch eine Veränderung der primären Funkenlänge f_1 auf die Richtung und Stärke des Gleichstromes von Einfluß sein werde. Denn bei größerer Länge des Funkens f_1 (Fig. 4) wird das Entladungspotential erhöht und daher die Ladung der Kapazitäten vergrößert. Außerdem wird eine Veränderung von f_1 auch die Dämp-

1) H. Th. Simon, diese Zeitschr. **6**, 297 ff., 1905.

fungsverhältnisse beeinflussen, und auch diese müssen auf die Charakteristik von f_2 bestimmend einwirken.

Daß ein Einfluß der Funkenlänge f_1 wirklich besteht, ergibt sich aus folgenden Versuchen: Das Mikrometer f_2 befand sich in 60 cm Entfernung von den Platten $a' b'$. Die Länge des Sekundärleiters von $a' b'$ bis zu dem astatischen Nadelgalvanometer betrug 200 cm. Die Funkenlängen f_1 wurden (da ein zweites Mikrometer nicht verfügbar war) an einem Maßstabe geschätzt und betrugen etwa 1, 2 und 4 mm. Bei jeder dieser Längen wurde die Funkenstrecke f_2 verändert und die entsprechenden Galvanometerausschläge wurden gemessen. In der Fig. 6 bedeuten die Abszissen die Funkenlänge f_2 in Millimetern, die Ordinaten die Galvanometerausschläge in Skalenmillimetern, die den einzelnen Kurven beigefügten Zahlen geben die ihnen entsprechende Länge des Funkens f_1 an.

d) Die Deutung der unter 2a), b), c) angeführten Versuche könnte nun aber doch noch Bedenken hervorrufen, da die Versuchsanordnung sich in einem wesentlichen Punkte von jener zu unterscheiden scheint, die unter 1. beschrieben wurde. Während in der durch Fig. 3 dargestellten Schaltung auch bei Abwesenheit des Zweiges $DrsW$ ein Gleichstrom fließen kann, da ja $\mathfrak{E}SW$ einen geschlossenen Leiterkreis bildet, so ist etwas Analoges im Leiter II der Fig. 4 nicht möglich, sobald wir uns den

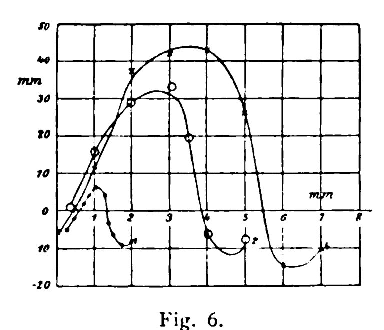


Fig. 6.

jenseits des Mikrometers gelegenen Teil der Drahtkombination fortdenken, so daß nun f_2 selbst das Ende des Sekundärkreises bildet; denn $a' f_2 b'$ ist ein offener Stromkreis. Ist aber die vorgetragene Auffassung richtig, wonach der beobachtete Gleichstrom seinen Ursprung einer elektromotorischen Kraft verdankt, die dem Zusammenwirken der elektrischen Schwingung mit dem variablen Widerstande des Funkens f_2 entspringt, so muß diese elektromotorische Kraft auch vorhanden und nachweisbar sein, wenn f_2 nicht, wie bisher, durch P geschlossen ist. Diese elektromotorische Kraft ist nun in der Tat leicht nachzuweisen.

Man könnte daran denken, die beiden Kugeln des Mikrometers mit je einem Quadrantenpaar eines Elektrometers zu verbinden, dessen Nadel auf ein bestimmtes — etwa positives — Potential geladen ist. Da bei richtiger Justierung des Instrumentes eine reine Wechselspannung keinen Ausschlag erzeugt, so müßte sich eine gerichtete elektromotorische Kraft in f_2 durch einen Ausschlag kundtun. Da jedoch bei einigermaßen größeren Werten der Funkenlänge f_2 die Entladung nicht bei f_2, sondern zwischen den Quadranten des Elektrometers erfolgen würde, so ist diese Methode mit den gewöhnlichen Instrumenten nicht ausführbar.

Man gelangt jedoch leicht zum gewünschten Ziele, wenn man, während das Induktorium in Gang ist und bei f_2 Funken überspringen, einen Leiter K an dem isolierenden Handgriffe H (Fig. 7) mit dem einen Drahte des Sekundärleiters in Berührung bringt, und die von ihm aufgenommene Ladung sodann am

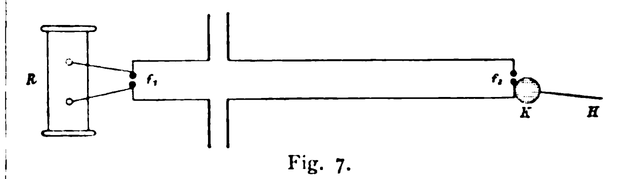


Fig. 7.

Elektrometer prüft. Führt man diesen Versuch in der beschriebenen Weise aus, so beobachtet man folgendes: Ist f_2 zunächst ganz zusammengeschraubt, so daß bei f_2 eine metallische Verbindung hergestellt ist, so zeigt K am Elektrometer keine Ladung. Läßt man nun durch Auseinanderschrauben des Mikrometers bei f_2 ganz kleine Fünkchen entstehen, so erweist sich K als — etwa positiv — geladen. Geht man zu größeren Funken über, so kommt man zu einem Punkte, wo K keine oder doch bald eine positive, bald eine negative Ladung erhält. Bei weiterer Vergrößerung der Funkenlänge wird K deutlich negativ, um bei noch weiterer Vergrößerung von f_2 nochmals durch Null hindurch positiv zu werden.

Es ist somit, wie ich glaube, deutlich gezeigt, daß auch im Falle des ungeschlossenen Leiters eine sicher nachweisbare einseitig gerichtete elektromotorische Kraft infolge des variablen Widerstandes vorhanden ist, wenn anders man berechtigt ist, als elektromotorische Kraft eine Erscheinung zu bezeichnen, die die Trennung und Aufstauung der entgegengesetzten Elektrizitäten hervorzurufen vermag[1]).

e) Wie die unter 2b) bis d) beschriebenen Versuche zeigen, sind wir zweifellos berechtigt,

1) Vergl. hierzu auch die Definition der elektromotorischen Kraft durch den „Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen". Verh. der Deutsch. phys. Ges. **10**, 579, 1908.



auch die Angaben der unter 2a) verwendeten Polarisationszelle zum Nachweis der durch den variabeln Funkenwiderstand unter dem Einfluß periodischer elektromotorischer Kräfte erzeugten, einseitig gerichteten elektromotorischen Kraft und des entsprechenden Gleichstromes zu benutzen. Da nun gerade die Polarisationszelle in vielen Fällen ein bequemeres und empfindlicheres Mittel bietet als etwa die direkte galvanometrische Methode (2b), so mögen noch einige mit ihrer Hilfe angestellte Versuche kurz Erwähnung finden.

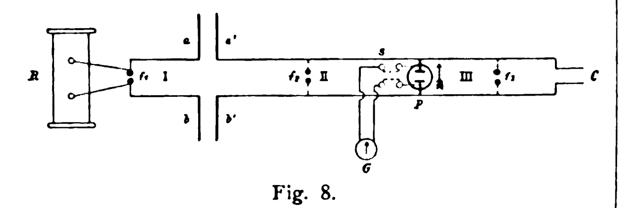


Fig. 8.

Der Sekundärleiter wurde (Fig. 8) durch die Polar sationszelle P (ein Kohlrauschsches Leitfähigkeitsgefäß mit platinierten Platinelektroden von 4 cm Durchmesser) in zwei Teile, II und III, geteilt, die durch Regulieren des Plattenkondensators C in Resonanz gebracht wurden. Von den Elektroden der Zelle führten kurze Drähte zu einem Quecksilberkommutator s, mit dessen Hilfe P entweder mit einem Paschenschen Galvanoskop G verbunden oder behufs Depolarisation kurz geschlossen werden konnte. Das Funkenmikrometer f_2 konnte entweder an die Drähte des Teiles II oder an jene des Teiles III in meßbarer Entfernung von P angeschlossen werden. Bei jeder Lage des Mikrometers wurde sodann die Entfernung seiner Kugeln variiert. Wie früher, wurden die Mikrometerkugeln für jede Stellung des Mikrometers zunächst so weit auseinander geschraubt, daß keine Funken entstehen konnten; dann wurden sie einander genähert und für die verschiedenen Funkenlängen die sogleich zu beschreibenden Beobachtungen gemacht. Der Induktionsapparat wurde jedesmal für 10 Sekunden in Gang gesetzt, während der Kommutator s ganz geöffnet war. Der wie in den früheren Versuchen entstehende Gleichstrom I_0 polarisiert nun die Zelle P, die sich wie ein Akkumulator verhält; verbindet man daher nach Abstellen des Induktoriums die Zelle P durch s mit G, so beobachtet man einen Ausschlag des Galvanoskops; aus seiner Richtung ergibt sich die Richtung des polarisierenden Gleichstromes, seine Stärke gibt einen Maßstab für die innerhalb der 10 Sekunden erzeugte Polarisation und daher auch für die Intensität des Gleichstromes.

Bei den Versuchen war die Stromrichtung im Ruhmkorffapparat so gewählt, daß die Platte a mit dem negativen, b mit dem positiven Pol in Verbindung stand. In der folgenden Tabelle soll nun die Richtung des polarisierenden Stromes I_0 positiv gerechnet werden, wenn er die Zelle P in der Richtung des Pfeiles in Fig. 8 durchfließt. Der durch die erzeugte Polarisation am Galvanoskop hervorgebrachte Ausschlag ist in Skalenteilen angegeben; Ausschläge, die über die Skala hinausgingen, sind durch das Symbol > gekennzeichnet. Es bedeutet also etwa —> einen polarisierenden Strom, der durch P gegen die Pfeilrichtung geflossen war und der in 10 Sekunden in der Zelle eine so starke Polarisation erzeugt hatte, daß der Ausschlag des Galvanoskops über die Skala ging. In der Tabelle bedeutet ferner f_2 die Funkenlänge im Mikrometer in Millimetern, d_{II} die Entfernung des im Teile II eingeschalteten Mikrometers von P in Zentimetern, d_{III} die entsprechende Entfernung, wenn sich das Mikrometer im Teile III befand. Schließlich bedeutet ∞, daß die Distanz der Mikrometerkugeln so groß war, daß kein Funke übersprang. Es sei noch bemerkt, daß vor jedem einzelnen Versuch durch Umlegen des Kommutators s die Zelle depolarisiert wurde.

Da es hier nur darauf ankommt, ein Bild von dem allgemeinen Verlauf der Erscheinung zu geben, so sind in der folgenden Tabelle nicht alle beobachteten Punkte wiedergegeben.

Tabelle.

d_{II}						d_{III}					
150		100		60		150		100		50	
f_2	I_0	f_2	I_0	f_2	I_0	f_2	I_0	f_2	I_0	f_2	I_0
∞	+ 2	∞	+ 1	∞	± 0	∞	± 0	∞	+ 0	∞	± 0
5,4	+>	4,9	+ 4	2,9	+17	0,9	+ 2	0,9	—20	0,65	+ 2
4,4	+>	3,9	+>	2,4	—40	0,8	+ 9	0,8	—17	0,5	+18
3,9	—>	3,4	—>	0,9	—>	0,7	+18	0,7	+12	0,45	+ 6
0,3	—>	0,3	—>	0,2	—38	0,6	+ 8	0,6	+35	0,4	—17
0,1	+ 6	0,2	—30	0,1	+15	0,5	—22	0,5	+11	0,35	—40
0,05	+17	0,1	+14	0,05	+22	0,4	—>	0,4	—>	0,3	—>
		0,05	+16			0,2	—>	0,3	—>	0,15	—>
						0,15	—30	0,1	—22	0,1	—40
						0,1	+ 1	0,05	+ 8	c,05	+11
						0,05	+11				

Diese Versuche zeigen mit aller wünschenswerten Deutlichkeit die mehrfache Umkehr der Gleichstromrichtung (für d_{III} = 100 cm sogar einen dreimaligen Durchgang durch Null) und lassen ebenso wie die früher beschriebenen Experimente erkennen, daß neben der Funkenlänge f_2 auch die Lage des Mikrometers auf dem Leiter von Einfluß ist.

Dieselben Versuche wurden auch mit wesentlich dem gleichen Erfolg in der Weise angestellt, daß an Stelle von P in der unter 2b

angegebenen Weise eine Drahtbrücke angebracht und der Strom mit einem astatischen Nadelpaar gemessen wurde.

f) Daß nicht nur Funken und Lichtbögen geeignet sind, einen wirksamen veränderlichen Widerstand herzustellen, zeigen die Versuche, die ich mit verschiedenen Entladungsröhren vorgenommen habe, die an Stelle des Mikrometers mit den Drähten des Sekundärleiters verbunden wurden. Bei passendem Grade der Verdünnung zeigt sich auch hier der Gleichstrom, der nach irgendeiner der beschriebenen Methoden leicht nachgewiesen werden kann. Besonders kräftige Wirkungen erzielte ich mit zwei Spektralröhren, von denen die eine mit Helium, die andere mit Krypton von nicht bekanntem Drucke gefüllt war. Obwohl die Röhren ganz symmetrischen Bau besaßen, bewirkten sie ebenso wie die ja ebenfalls symmetrische Funkenstrecke das Auftreten des Gleichstromes, dessen Richtung sich bei Verschieben der Röhre längs der Leitung umkehrte, öfter aber auch bei konstanter Lage der Röhre die Richtung änderte, wenn sich etwa durch längeren Gebrauch der Druck und die Temperatur des Gases und daher die Charakteristik der Röhre geändert hatten.

Diese Ergebnisse weisen darauf hin, daß die Verwendung von Entladungsröhren als Indikatoren bei Versuchen mit Hertzschen Drahtwellen zu erheblichen Störungen des Schwingungsverlaufes führen kann und daß daher beim Gebrauch dieses sonst so bequemen Mittels bei

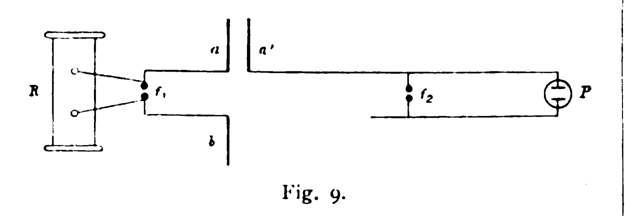


Fig. 9.

quantitativen Experimenten Vorsicht geraten sein dürfte.

g) Ein Versuch, der die Möglichkeit der Übertragung von Gleichstrom auf dem Wege der drahtlosen Telegraphie nahelegt, wenn auch der zu erwartende Nutzeffekt sehr gering sein dürfte, ist in Fig. 9 skizziert. Wenn man nur einer der Platten des Primärkreises — etwa a — eine Platte a' gegenüberstellt und daran anschließend den Sekundärdraht in der aus der Figur ersichtlichen Weise weiterführt, wobei wieder f_2 das Funkenmikrometer, P etwa eine Polarisationszelle bedeutet, so ergibt sich auch bei dieser Anordnung ein deutlich erkennbarer Gleichstrom im Zweige $f_2 P$, sobald bei f_2 Funken überspringen.

Denkt man sich also etwa eine vertikale Empfangsantenne nach Art des Sekundärdrahtes in Fig. 9 gebogen und eine Funkenstrecke in derselben Weise wie dort eingeschaltet, so müßte im oberen Teile der Antenne ein Teil der einstrahlenden Wellenenergie in Gleichstromenergie verwandelt werden, wenn die erzielten Spannungen zur Erzeugung eines Funkens hinreichen [1]).

C. Zusammenhang mit Versuchen anderer Beobachter.

Auf die Versuche von Sahulka wurde schon oben hingewiesen. Ebenso wie diese waren mir zu Beginn meiner Arbeit die Abhandlungen

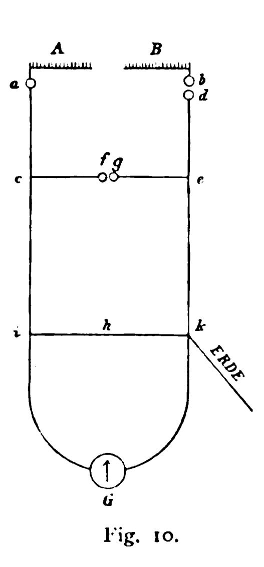


Fig. 10.

E. Edlunds [2]) sowie E. Lechers [3]) Polemik gegen Edlund unbekannt. Erst später wurde ich auf die letztgenannte Schrift und dadurch auch auf Edlunds Arbeiten aufmerksam. Es sei mir gestattet, mit einigen Worten auf diese Arbeiten einzugehen.

Edlunds Versuchsanordnung ist in Fig. 10 wiedergegeben. Hierin bedeuten AB die Saugkämme einer mit Verstärkungsflaschen versehenen Elektrisiermaschine. Von a führt ein Draht über

1) Gelegentlich einer Unterredung, die ich während des Sommers mit Herrn Dr. Kiebitz hatte, machte mich dieser darauf aufmerksam, daß die Wirksamkeit des Braunschen Bleiglanzdetektors vermutlich einen solchen Fall von Erzeugung eines Gleichstromes durch Wechselspannungen darstelle, wobei der variable Widerstand an der Grenze Bleiglanz Graphit gelegen wäre. Ich schließe mich dieser Auffassung an, besonders auch mit Rücksicht auf die Arbeit von George W. Pierce, Phys. Review **28**, 153ff., 1909.

2) E. Edlund, Pogg. Ann. **134**, 250, 1868; ibid. **139**, 353, 1870.

3) E. Lecher, Exners Rep. **23**, 575, 1887; auch Sitzungsber. d. kais. Akad. d. Wiss. in Wien **95**, 628, 1887 und Wied. Ann. **33**, 609, 1888.



ciGke nach *d*. Bei *fg* ist eine Funkenstrecke vorhanden, ebenso bei *bd*. Der Draht *h* ist dem Galvanometer *G* parallel geschaltet. Der Punkt *k* ist geerdet. Edlund beobachtete nun, daß das Galvanometer einen bedeutenden Ausschlag zeigte, sobald nicht nur bei *bd*, sondern auch bei *fg* Funken übergingen. Wegen der Einzelheiten sei auf die Originalabhandlung verwiesen. Es muß hier nur hervorgehoben werden, daß Edlund diese und ähnliche Tatsachen durch eine im Funken *fg* vorhandene elektromotorische Kraft zu erklären versuchte, über deren Ursache er allerdings Hypothesen machte, die nach dem heutigen Stand unserer Kenntnisse als unzutreffend bezeichnet werden müssen. Er war nämlich der Ansicht[1]), „daß durch die mechanische Arbeit, die der Strom verbraucht, um die Polspitzen zu zerreißen, eine elektromotorische Kraft entsteht, welche einen Strom in entgegengesetzter Richtung gegen den Hauptstrom aussendet". Bei der Beurteilung der Edlundschen Experimente und seiner Erklärungsversuche muß man sich vor Augen halten, daß sie weit in die Periode vor der Entdeckung der Hertzschen Schwingungen fallen. Man wird aber in der Edlundschen Versuchsanordnung leicht einen speziellen Fall der in der vorliegenden Arbeit vorgetragenen Theorie erkennen und zu dem Schlusse gelangen, daß Edlund zwar recht hatte, eine elektromotorische Kraft aus seinen Versuchen zu folgern, aber aus begreiflichen Gründen eine zutreffende Erklärung derselben nicht geben konnte. Denn es handelt sich bei Edlunds Versuchen offenbar um eine durch das Zusammenwirken der bei der Entladung der Elektrisiermaschine entstehenden Schwingungen mit dem variablen Widerstand des Funkens *fg* erzeugte gerichtete elektromotorische Kraft im Sinne der hier vorgetragenen Theorie.

E. Lecher kommt hingegen in der oben erwähnten polemischen Arbeit, die im wesentlichen eine Wiederholung der Edlundschen Versuche darstellt, zu der entgegengesetzten Folgerung, indem er behauptet, die von Edlund angenommene elektromotorische Kraft im Funken sei nicht vorhanden. Wie aus dem Gesagten hervorgeht, kann dieser Anschauung Lechers nicht beigepflichtet werden.

D. Zusammenfassung der Resultate.

Es wurde eine allgemeine Theorie der Erzeugung von Gleichstrom durch eine reine Wechselspannung aufgestellt, die in einem Stromkreis wirkt, in dem der Widerstand periodisch variabel ist, gleichviel ob dabei die Selbstinduktion gleichzeitig variabel ist oder konstant bleibt.

Die vorgetragene Theorie umfaßt somit alle Fälle der Gleichstromerzeugung durch sogenannte Ventilwirkungen, bei denen ein variabler Widerstand im Stromkreis vorhanden ist, gleichviel ob die Veränderung desselben durch äußere Gewalt oder durch den Strom selbst bewirkt wird. Die Gleichstromdynamomaschine kann als Stromkreis mit variablem Widerstand (Kommutator) aufgefaßt werden.

Die Theorie befindet sich in sehr befriedigender Übereinstimmung teils mit älteren Beobachtungen, teils mit den neuen Versuchen, die in vorliegender Arbeit mitgeteilt wurden. Insbesondere sei betont, daß sie sich ebensowohl bei den gewöhnlichen Wechselströmen niedriger Frequenz, als auch bei Hertzschen Schwingungen als brauchbar erwiesen hat.

Es konnte die theoretische Möglichkeit einer drahtlosen Übertragung von Gleichstrom erschlossen werden. Auch wurde nachgewiesen, daß die Verwendung von Entladungsröhren als Indikatoren bei Versuchen mit Drahtwellen in vielen Fällen eine bedenkliche Fehlerquelle bedeutet.

Endlich möge noch darauf aufmerksam gemacht werden, daß in dem ursprünglich von H. Hertz verwendeten Funkenresonator nach der hier vorgetragenen Theorie und nach Analogie der mitgeteilten Versuche eine Gleichstromkomponente auftreten muß.

(Eingegangen 23. September 1909.)

Diskussion.

Lecher: Es scheint mir, daß die Theorie und eine Schlußfolgerung aus den Versuchen nicht zusammen gehören. Ich fasse nämlich die vorgeführten Versuche etwas anders auf, wie Professor v. Geitler. Die Theorie zeigt, daß wenn man in einem Wechselstrom eine wechselnde Änderung des Widerstandes oder der Kapazität oder der Selbstinduktion mit derselben Periode macht, daß man dann einen Gleichstrom erzeugt. Aber man kann dann nicht ohne weiteres von dem Auftreten einer elektromotorischen Kraft sprechen. Ein Kommutator in einer Dynamomaschine bedingt doch nicht das Auftreten einer neuen elektromotorischen Kraft! Des weiteren wurde hier davon gesprochen, in einer Funkenstrecke trete eine elektromotorische Kraft auf, und zwar sollte sie bei allmählicher Vergrößerung der Funkenstrecke nach verschiedenen Richtungen wirken. Bevor man zu so eigentümlichen Vorstellungen seine Zuflucht nimmt, wäre es doch angemessen zu untersuchen, ob man die interessanten Erscheinungen nicht nach den bisherigen Anschauungen erklären kann. Edlund hatte

1) E. Edlund, Pogg. Ann. **134**, 251, 1868.

behauptet, daß in einer Funkenstrecke eine elektromotorische Kraft auftrete. Ich prüfte das nach und fand es nicht bestätigt — es mag das etwa 25 Jahre her sein —, Hertzsche Wellen waren damals noch nicht bekannt und vielleicht würde ich heute manches anders deuten. Deshalb interessiert es mich, ob in einer Funkenstrecke eine elektromotorische Kraft auftritt. Ich meine, man kann sich die Sache auch anders vorstellen und ich möchte an dem Bild 7 meine Auffassung erklären; bei den anderen Versuchen kann es dann ähnlich sein. (Das Zimmer wird verdunkelt und Redner spricht im verdunkelten Zimmer mit Erläuterungen an der Figur.) In den parallelen am Ende kurz geschlossenen Drähten ist dann selbstverständlich, daß

$$\int i\,dt = 0$$

sein muß. Was hineingeht, geht auch zurück. Wenn die beiden Drähte isoliert sind, fließt alles hin und her. Wenn ich aber am Ende eine kleine Funkenstrecke einschalte, so geht nun die Strömung durch den Funken hin und her, aber nicht bis zum Ende einer Schwingung. Der Funke reißt früher. Denken Sie sich eine nach rechts gedämpfte Sinuslinie horizontal gezeichnet, so hebt sich die positive und negative Integralfläche auf, und wenn Sie rechts einen kleinen Schwanz wegwischen, so kann dieser Schwanz je nach der Stelle, wo ich wegwische, null oder positiv oder negativ sein; wenn ich also abwarte, kann ich im Reste null oder minus oder plus bekommen.

Das wäre eine der vielen möglichen Erklärungen.

Gerade daß man eine von der Größe des Funkens abhängige elektromotorische Kraft bekommt, läßt eine solche Erklärung, wie ich sie angedeutet habe, als nicht unmöglich erscheinen.

Kiebitz: Es ist doch wohl denkbar, daß diese Erklärungsweise auch unter die vorgetragene Theorie fällt, und den besonderen Fall darstellt, wo der Widerstand plötzlich unendlich groß wird.

Was die Übertragung der Erscheinungen auf die drahtlose Telegraphie anlangt, so möchte ich darauf aufmerksam machen, daß die Detektoren der Empfänger ganz allgemein ähnlich wie die hier gezeigten Funkenstrecken die Aufgabe haben, Schwingungen in Gleichstrom umzuwandeln. Ich habe auf den Bleiglanzdetektor hingewiesen, weil man mit diesem ganz ähnliche Versuche anstellen kann. Aber ich glaube, auch die anderen Detektoren begreifen sich unter der vorgetragenen Theorie. Den einfachsten Fall eines Detektors, dessen Mechanismus ohne weiteres zu übersehen ist, stellt der Ticker dar; er besteht aus einem vibrierenden Kontakt, also aus einem Leiter, dessen Widerstand durch äußeren Eingriff abwechselnd sehr groß und sehr klein gemacht wird.

v. Geitler: Die Theorie ergibt eine Gleichstromkomponente und eine Wechselstromkomponente. Folglich kann ich es mir so vorstellen, daß dem Gleichstrom eine konstante elektromotorische Kraft entspricht, und dem Wechselstrom eine periodische. In diesem Sinne kann ich von elektromotorischen Kräften sprechen. Bei dem Versuch Fig. 7 glaube ich deutlich gezeigt zu haben, daß je nach der Größe des Funkens, von der der zeitliche Verlauf des Widerstandes abhängt, der eine Draht bald positiv, bald negativ, bald ungeladen ist, d. h. es sind durch das Zusammenwirken der periodischen Kraft und des variablen Funkenwiderstandes die Elektrizitäten in den beiden Drähten geschieden und aufgestaut worden; und eine Erscheinung, welche die Elektrizitäten zu scheiden imstande ist, nenne ich eine elektromotorische Kraft. Und dies glaube ich um so mehr tun zu dürfen, als ich in einer Reihe anderer Fälle zeigen konnte, daß hierdurch ein ganz beträchtlicher Gleichstrom erzeugt wird. Das ist mein Standpunkt. Ich glaube, was Prof. Lecher gesagt hat, läuft im Grunde auf ganz dasselbe hinaus, nur überlegt er sich mehr im einzelnen, woher die Wirkung rührt, wie ihr Mechanismus ist, während ich ganz allgemein sage, theoretisch ergibt sich bei variablem Widerstande die Moglichkeit eines Gleichstromes, gleichviel ob man die Ursachen der Variabilität des Widerstandes kennt oder nicht — und dem Gleichstrom, den ich auch experimentell nachweise, eine gleichgerichtete elektromotorische Kraft zuordne.

Krüger: Wenn die Erklärung von Professor Lecher richtig ist, so müßte der Gleichstromeffekt sich doch wohl dadurch ändern lassen, daß man den transformierenden Funken in Luft von höherem Druck überschlagen läßt, denn da würde das Abreißen des Funkens dann bei einer höheren Potentialdifferenz erfolgen. Ob eine solche Steigerung des Gleichstromeffektes auch nach der Erklärungsweise von Herrn v. Geitler zutrifft, läßt sich wohl nicht ohne weiteres angeben.

An der Diskussion beteiligten sich weiter die Herren J. Stark (Aachen), H. Barkhausen (Charlottenburg).

D. Hondros (München-Athen), Über symmetrische und unsymmetrische elektromagnetische Drahtwellen.

Unter elektromagnetischen Drahtwellen verstehe ich elektromagnetische Störungen, die

sich längs eines Drahtes ohne seitliche Ausstrahlung fortpflanzen.

Sämtliche bisherigen theoretischen Untersuchungen, die sich mit Drahtwellen an einem Einzeldraht beschäftigten, ich erwähne die bekannte Arbeit von Sommerfeld[1]), setzten eine allseitige Symmetrie des Feldes um den Draht voraus und haben zu Resultaten geführt, die sich mit der Erfahrung in befriedigender Weise decken, indem sie die Möglichkeit einer Welle ergaben, welche sich mit fast Lichtgeschwindigkeit und sehr kleiner örtlicher Dämpfung fortpflanzt. Offen aber bleibt: erstens ist diese Welle die einzig mögliche symmetrische Welle; zweitens, wie sind die gewiß vorhandenen unsymmetrischen Wellen beschaffen, und drittens, warum wird auch bei ausgesprochen unsymmetrischer Erregung der Vorgang durch diese eine bekannte Welle bestimmt.

Diese Fragen zu beantworten, habe ich mir auf Anregung von Herrn Prof. Sommerfeld zur Aufgabe gestellt.

Der Gang der Untersuchung ist der bei ähnlichen Problemen übliche: Lösung der Maxwellschen Gleichungen unter Annahme ungedämpfter zeitlicher Periodizität, wellenförmiger Ausbreitung in der Richtung der Drahtachse und harmonischer Abhängigkeit des Feldes vom Azimut in der Form $\binom{\cos}{\sin} n\varphi$. Aus den Grenzbedingungen erhalten wir dann eine ziemlich komplizierte transzendente Gleichung, deren Wurzeln uns Geschwindigkeit und Dämpfung der Welle ergeben.

Das Resultat der Untersuchung war folgendes:

Was die Verteilung der Feldkomponenten anbetrifft, haben wir drei Wellentypen zu unterscheiden:

1. Einen symmetrischen Wellentypus, den gewöhnlich untersuchten, bei dem die elektrische Kraft in den Meridianebenen verläuft, die magnetische Parallelkreise um die Drahtachse bildet. Diesen Typus nenne ich den elektrisch-symmetrischen.

2. Einen ebenfalls symmetrischen Typus, bei dem die elektrische Kraft Parallelkreise bildet, die magnetische in den Meridianebenen verläuft. Diesen Typus nenne ich den magnetisch-symmetrischen.

3. Einen allgemeinen unsymmetrischen Typus, bei dem das Feld rings um den Draht in eine ganze Anzahl kongruenter Gebiete geteilt wird, und die elektrischen wie auch die magtischen Kraftlinien keine ebenen, sondern krumme Kurven bilden.

1) Sommerfeld, Wied. Ann. **67**, 233, 1899.

In bezug auf die Fortpflanzungsverhältnisse haben wir eine weitere Unterscheidung zu treffen.

Im ersten elektrisch-symmetrischen Typus haben wir zunächst die schon bekannte, von Sommerfeld untersuchte Welle, welche hauptsächlich durch ihre geringe Dämpfung gekennzeichnet wird. Diese nenne ich die Hauptwelle. Neben der Hauptwelle haben wir aber eine ganze Serie von Wellen, die ich als Nebenwellen bezeichne, und die durch sehr große Dämpfung charakterisiert sind. In den übrigen beiden Typen, dem magnetisch-symmetrischen und dem allgemeinen unsymmetrischen, fehlt die Hauptwelle, und wir haben nur die Nebenwellenserie, welche im letzten Typus eine doppelte ist.

Diese Nebenwellen möchte ich jetzt etwas ausführlicher beschreiben.

Die Erklärung der schon erwähnten großen Dämpfung finden wir in einer eigentümlichen Umkehrung des Skineffektes. Bei der Hauptwelle entwickelt sich bekanntlich ein starker Skineffekt im Drahte, der ganze Vorgang spielt sich in einer sehr dünnen Oberflächenschicht des Drahtes ab, daher geringe Joulesche Wärmeentwicklung und entsprechend kleine Dämpfung. Im Außenraume nimmt die Feldstärke in der Nähe des Drahtes langsam radial ab. Ganz anders bei den Nebenwellen. Der Skineffekt entwickelt sich, und zwar sehr stark, im umgebenden Dielektrikum, der Draht dagegen wird fast gleichmäßig vom Felde erfüllt, daher große Energievergeudung und große Dämpfung.

Diese Vertauschung der Rollen der beiden Medien tritt auch im Kraftlinienbilde deutlich in die Erscheinung.

Bei der Hauptwelle haben wir das bekannte Bild der elektrischen Kraftlinien, wie es in Fig. 1 schematisch angedeutet ist.

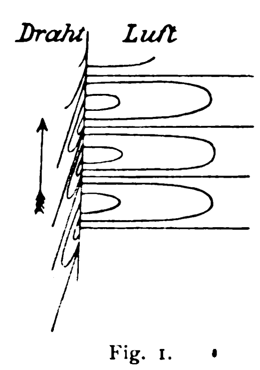


Fig. 1.

Die geradlinigen Kraftlinien verlaufen im Außenraume fast senkrecht zur Drahtoberfläche mit einer geringen Neigung nach vorn, im

Inneren des Drahtes sind sie entsprechend dem Skineffekte stark nach hinten geneigt.

Die Kraftlinien einer Nebenwelle zeigt uns die Fig. 2.

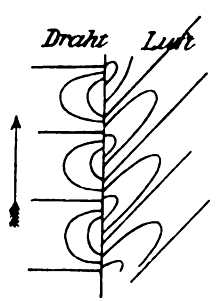


Fig. 2.

Im Außenraume Neigung nach vorne ungefähr um 45°, im Innern dagegen fast senkrechte Stellung der Kraftlinien.

Zum Schluß möchte ich das Gesagte durch ein numerisches Beispiel illustrieren.

Ich betrachte einen Kupferdraht von 4 mm Durchmesser bei einer Schwingungsdauer von 10^{-9} sec. Dieser Schwingungszeit würde im freien Raum eine Wellenlänge von 30 cm entsprechen. Unter diesen Verhältnissen findet Sommerfeld für die Hauptwelle eine Geschwindigkeit $v = 3 \cdot 10^{10} (1 - 2{,}7 \cdot 10^{-5}) \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, also nahezu Lichtgeschwindigkeit. Die Dämpfung ist so gering, daß die Wellenamplitude erst nach Zurücklegung einer Strecke

$$S = 1{,}6 \cdot 10^5 \text{ cm} = 1{,}6 \text{ km}$$

auf $1/e$ reduziert wird. Für irgendeine der ersten Wellen der symmetrischen oder unsymmetrischen Nebenwellenserien finden wir dagegen als Geschwindigkeit $v = 3 \cdot 10^{10} \cdot 4{,}1 \cdot 10^{-5} = 12{,}5 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$, und die Dämpfung ist so groß, daß die Wellenamplitude schon nach Zurücklegung der Strecke $S = 0{,}002$ mm auf $1/e$ reduziert wird.

Unter diesen Umständen dürfen wir wohl kaum hoffen, diese Nebenwellen bei metallischen Leitern beobachten zu können, andererseits aber haben wir die Erklärung dafür, daß auch bei unsymmetrischer Erregung der Wellen nur die eine symmetrische Hauptwelle zur Beobachtung kommt, indem von dem ganzen angeregten Komplex von symmetrischen und unsymmetrischen Haupt- und Nebenwellen alle bis auf die symmetrische Hauptwelle im Keime erstickt werden.

(Eingegangen 24. September 1909.)

Diskussion.

Hasenöhrl: Der Vortragende hat ein Beispiel mit einer sehr kleinen Schwingungsdauer angegeben. Ich möchte ihn fragen, ob er vielleicht auch den Fall einer großen Schwingungsdauer untersucht hat, wie sie etwa bei einem Telephongespräch statthat.

Vortragender: Nein, einen solchen Fall habe ich nicht untersucht.

Hasenöhrl: Die Nebenwelle, die in dem ersten Beispiele auftritt, wie ist die angeregt?

Vortragender: Die Anregung der Drahtwellen geschieht durchaus unsymmetrisch. Die erregte unsymmetrische Störung allgemeinsten Charakters können wir uns nach Fourier als aus einem symmetrischen Teil, und solchen, die vom Azimut harmonisch abhängen, zusammengesetzt denken. Diese Bestandteile pflanzen sich nun als symmetrische und unsymmetrische Drahtwellen fort.

Planck: Bei der mathematischen Berechnung ist die Erregung doch wohl rein harmonisch?

Vortragender: Ja, weil wir sonst, wenn wir zeitlich rückwärts gingen, ein Anwachsen der Feldstärke ins Unendliche hätten. Herr Prof. Sommerfeld hat auch aus demselben Grunde in seiner Arbeit eine zeitliche Dämpfung ausgeschlossen.

Schaefer: Auch bei der symmetrischen Welle kann eine starke Dämpfung vorhanden sein, wie in der Sommerfeldschen Arbeit gezeigt ist.

Vortragender: Ja, wenn der Draht so dünn ist, daß der Skineffekt sich nicht ausbilden kann.

Schaefer: Bei Kruppindrähten könnte man die Geschwindigkeit der Hauptwelle, wie eine überschlägliche Berechnung mir gezeigt hat, auf etwa ein Viertel der Lichtgeschwindigkeit herabdrücken. Das ist, soviel ich weiß, experimentell noch nie versucht worden. Es liegt ja nahe, zu diesen Versuchen das Lechersche System zu benutzen, und durch Bestimmung der Knotenlagen die Veränderung als Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit dem Drahtradius zu bestimmen. Der Versuch ist aber so unausführbar, weil wegen der starken Dämpfung der Welle sich keine Interferenzen mehr ausbilden. Es würde aber vielleicht gehen, wenn man ein Resonatorengitter nähme und die Resonanzkurve desselben bestimmte; wenn man dann die Drähte, aus denen die Resonatoren bestehen, immer dünner und dünner machte, müßte sich das Resonanzmaximum allmählich verschieben, und diese Verschiebung würde einen Schluß auf die Geschwindigkeit der Welle im Metall gestatten. Es ist zwar das ein indirekter Beweis, aber es wäre doch wohl wünschenswert, wenn man das einmal ausführte.

Sommerfeld: Die langsamen Telephongespräche fallen unter die Theorie der Drahtwellen für sehr kleine Drahtdicken.

M. Laue (München), Thermodynamische Betrachtungen über die Beugung der Strahlung.

Daß die Wärmestrahlung Entropie besitzt, geht unmittelbar aus dem zweiten Hauptsatz hervor, da anderenfalls bei der Abkühlung eines Körpers durch Ausstrahlung die Entropie abnähme; es ist mir wahrscheinlich, daß dasselbe auch für alle anderen Strahlungsvorgänge gilt, welche durch molekulare Prozesse erregt werden. Damit ist aber gesagt, daß alle optischen Erscheinungen eine Beziehung zur Thermodynamik haben, daß sie die Entropie entweder vergrößern oder konstant lassen.

Den ersten Schritt zur Erforschung dieser Verhältnisse tat Planck[1]), indem er die Umkehrbarkeit der freien Ausbreitung der Strahlung nachwies. In der Tat kann man es durch geeignet geformte Spiegel aus vollkommen reflektierendem Material immer erreichen, daß ein Strahlenbündel ohne dauernde Veränderung einen und denselben Weg beliebig oft hin- und zurückläuft. In der thermodynamischen Wertung der Spiegelung und Brechung ging man freilich anfangs in die Irre; aus der Erniedrigung der Temperatur der Strahlung, die dabei auftritt, schloß man auf Unumkehrbarkeit, indem man auf Grund des Additionstheorems der Entropie die Entropie des Endzustandes als die Summe aus den Entropien des reflektierten und gebrochenen Strahles berechnete. Erst als sich zeigen ließ, daß gewisse Interferenzerscheinungen geeignet sind, die Spiegelung und Brechung vollständig rückgängig zu machen[2]), erkannte man, daß der Zusammenhang zwischen Entropie und Wahrscheinlichkeit die Gültigkeit des Additionstheorems auf inkohärente Schwingungsvorgänge einschränkt, daß man aber zwei kohärenten Strahlen, wie es der reflektierte und gebrochene sind, eine wesentlich kleinere Entropie zuzuschreiben hat, als zwei inkohärenten unter sonst gleichen Umständen. So ließ sich feststellen, daß neben der freien Ausbreitung auch die Spiegelung und Brechung umkehrbar ist, daß also bei allen geometrisch-optischen Vorgängen die Entropie konstant bleibt.

Wie stehen nun aber alle anderen optischen Vorgänge, die man dem Sammelbegriff der Beugungserscheinungen unterordnet, zur Thermodynamik? Seit W. Wien vor rund 15 Jahren die Strahlungstheorie neu belebte, gelten sie für irreversibel[1]), aber, soweit Beweise versucht wurden, auf Grund des Additionstheorems der Entropie. Diesen Beweisgrund können wir jetzt nicht mehr anerkennen, weil die Wellenkomplexe, die bei der Beugung eines Strahlenbündels entstehen, in allen ihren Teilen kohärent sind. Vorläufig ist diese Frage also noch nicht überzeugend beantwortet; im folgenden sollen einige Andeutungen gegeben werden, wie sie zu entscheiden ist. Ausführlichere Veröffentlichungen darüber in den Annalen der Physik stehen bevor.

Vorausgeschickt sei, daß bei der Frage nach der Umkehrbarkeit nur die Beugung an vollkommen spiegelnden oder vollständig durchsichtigen Körpern in Betracht zu ziehen ist; denn jede Absorption von Strahlung macht den Vorgang irreversibel, weil der absorbierte Bruchteil der Energie niemals in einer zu der ursprünglichen Schwingung kohärenten Form wieder zu erhalten ist. Auch die Vorgänge der geometrischen Optik sind nur bei fehlender Absorption umkehrbar. Dennoch wollen wir, um unser Resultat für die Gitterbeugung nachher einfacher aussprechen zu können, auch einen Beugungsvorgang mit Absorption dann als reversibel bezeichnen, wenn die Entropiezunahme bei ihm nur ebenso groß ist, wie wenn derselbe Bruchteil der Strahlungsenergie geometrisch-optisch vernichtet würde. Es ist dies dadurch gerechtfertigt, daß in solchen Fällen ein spezifischer Einfluß der Beugung auf die Entropiezunahme fehlt.

Leider ist es bisher nicht möglich, das Problem in voller Allgemeinheit anzugreifen; immerhin werfen die beiden thermodynamisch leicht zu behandelnden speziellen Fälle schon einiges Licht darauf. Es sind dies die Beugung des Lichtes an durchsichtigen Teilchen, deren Dimensionen gegen die Wellenlänge klein sind, und die Beugung an regelmäßigen Anordnungen vieler, gleicher, beugender Elemente, die wir nach ihrem typischsten Fall kurz als Gitterbeugung bezeichnen wollen.

a) Ich gehe zunächst auf die Beugung an kleinen durchsichtigen Teilchen ein. Rayleigh[2]) hat bekanntlich gezeigt, daß ein kleines Teilchen bei der Bestrahlung mit einer ebenen Welle der Mittelpunkt einer optischen Kugelwelle von dem einfachsten Typus wird, der auch von einem schwingenden Dipol ausgeht.

1) M. Planck, Ann. d. Phys. (4) **1**, 719, 1900.
2) M. Laue, Ann. d. Phys. (4) **20**, 365, 1906; **23**, 1 u. 795, 1907; Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **9**, 606, 1907; diese Zeitschr. **9**, 778, 1908; M. Planck, diese Zeitschr. **10**, 62, 1909.

1) W. Wien, Wied. Ann. **52**, 132, 1894, bes. S. 142; M. Planck, Ann. d. Phys. **1**, 719, 1900, bes. S. 737; **6**, 818, 1901; Enz. d. math Wiss. (5) **8**, 291, 1909.
2) Lord Rayleigh, Phil. Mag. **12**, 81, 1881.



Doch gilt der Beweis nur für den Fall, daß die Differenz der Dielektrizitätskonstanten des Teilchens und seiner Umgebung klein ist. Frei von dieser Beschränkung geht dasselbe Ergebnis aus den Untersuchungen von Mie[1]) und Debye[2]) für dielektrische, kleine Kugeln hervor. Das Charakteristische an dieser Strahlung ist, daß sie allein von Richtung und Größe der elektrischen Feldstärke der einfallenden Welle abhängt, während deren Fortpflanzungsrichtung keine ausgezeichnete Rolle spielt. Von diesem Beugungsvorgang wollen wir zeigen, daß er unumkehrbar ist.

Den Beweis führen wir indirekt. Es soll das Teilchen von einem linear polarisierten, monochromatischen Strahlenbündel getroffen werden, und wir nehmen an, es gäbe ein Verfahren, um aus der gebeugten Strahlung und dem bei der Beugung übrig gebliebenen Strahlenbündel ein dem ursprünglichen vollständig äquivalentes herzustellen. Zur vollständigen thermodynamischen Äquivalenz zweier polarisierten Strahlenbündel von gleicher Schwingungszahl, gleicher spektraler Breite und gleicher Zeitdauer gehört aber nicht nur Gleichheit der reduzierten spezifischen Intensität und Gleichheit des Produktes aus senkrechtem Querschnitt, Öffnungswinkel und Quadrat des Brechungsindex (welches nach dem Sinussatz bei allen geometrisch-optischen Veränderungen invariant bleibt), sondern auch vollständige Kohärenz; fehlte nämlich die letztere, so könnte man möglicherweise das eine, aber nicht das andere, mit einem dritten (zum ersten kohärenten) Strahlenbündel vereinigen.

Notwendige und hinreichende Bedingung dafür ist, daß sich aus der gebeugten Strahlung allein ein dem einfallenden Strahlenbündel kohärentes und ihm in den geometrischen Bestimmungsstücken äquivalentes, polarisiertes Strahlenbündel machen läßt. Hinreichend ist diese Bedingung, weil man das letztere geometrisch-optisch mit dem bei der Beugung übrig gebliebenen Strahlenbündel vereinigen kann und dabei ein dem einfallenden gleichwertiges erhält, da dieses auch wieder alle vorhandene Energie in sich vereinigt. Daß sie auch notwendig ist, sieht man, wenn man sich den Beugungsvorgang so oft wiederholt denkt, daß von den einfallenden Strahlenbündeln praktisch nichts übrig bleibt, als eine Reihe gebeugter Wellen. Denn nur, wenn man diese einzeln in zum ursprünglichen Strahl kohärente und geometrisch-optisch gleichwertige, polarisierte Strahlenbündel verwandeln kann, kann man sie alle zu einem ihm äquivalenten Strahlenbündel zusammensetzen.

Nun mögen zwei inkohärente, aber sonst ganz gleiche, linear polarisierte Strahlenbündel gleichzeitig gebeugt werden. Ihren Fortpflanzungsrichtungen erlegen wir keine Beschränkung auf, nur soll die elektrische Feldstärke in ihnen dieselbe Richtung haben. An der gebeugten Strahlung ist dann gegen den ersten Fall nichts geändert, als die Energie, die sich verdoppelt hat. Sie läßt sich also nach dem angenommenen Verfahren in ein den beiden einfallenden geometrisch-optisch gleichwertiges, polarisiertes Strahlenbündel verwandeln, welches aber nun zu keinem der einfallenden Strahlenbündel vollständig, vielmehr zu beiden zur Hälfte kohärent ist. Wir haben dann aus zwei inkohärenten Strahlenbündeln drei partiell kohärente gemacht; aus Formeln, die ich früher einmal abgeleitet habe[1]), geht unmittelbar hervor, daß dieser Endzustand geringere Entropie besitzt als der Anfangszustand. Das als möglich angenommene Verfahren führt also zum Widerspruch mit dem zweiten Hauptsatze.

Man kann aber auch ohne Benutzung der erwähnten Formeln die obige Annahme ad absurdum führen. Wiederholen wir nämlich den zuletzt betrachteten Beugungsvorgang außerordentlich oft unter genau gleichen Umständen, so bleibt von den beiden Strahlenbündeln schließlich nichts übrig, als eine Reihe von gebeugten Wellen, die man auf die angenommene Art alle in Strahlenbündel verwandeln kann, die den einfallenden Strahlenbündeln, also auch untereinander, geometrisch-optisch gleichwertig sind. Zugleich werden diese untereinander vollständig kohärent. Daher kann man aus ihnen ein Strahlenbündel machen, und der ganze Vorgang hat dann allein das Ergebnis, daß zwei inkohärente Strahlenbündel unter Konstanterhaltung der geometrischen Bestimmungsstücke vereinigt sind. Die spezifische Intensität hat sich dabei verdoppelt und ihre Temperatur dementsprechend stark erhöht. Ein solcher Vorgang ist aber thermodynamisch unmöglich. Er ließe sich zur Konstruktion des Perpetuum mobile zweiter Art verwenden, da er unmittelbar gestattete, ohne Kompensation Wärme von einem kälteren auf einen wärmeren Körper zu übertragen.

Wir schließen daraus, das es kein Verfahren geben kann, welches die Beugung der Strahlung an kleinen, durchsichtigen Teilchen vollständig rückgängig macht, daß diese vielmehr einen irreversiblen Vorgang darstellt.

Für die Beugung an größeren Körpern,

1) G. Mie, Ann. d. Phys. **25**, 377, 1908; Gleichung (63) u. (74).

2) P. Debye, Diss. München 1909; Ann. d. Phys. **30**, 57, 1909.

1) M. Laue, Ann. d. Phys. **23**, 1, 1907.

deren Dimensionen mit der Wellenlänge vergleichbar oder groß gegen die letztere sind, fehlt bisher der entsprechende Beweis. So verschieden aber auch die Beugungserscheinungen an kleinen und großen Körpern sind, so führt doch ein stetiger Übergang von den einen zu den anderen, und es ist nicht einzusehen, wo da eine Grenze zwischen umkehrbaren und nicht umkehrbaren Prozessen liegen soll. Daher muß die Beugung im allgemeinen unumkehrbar sein, unabhängig von der Größe des beugenden Körpers. Dasselbe gilt ferner von der Zerstreuung des Lichtes durch viele, gleiche, flächenhaft oder räumlich regellos verstreute Teilchen. Denn es addieren sich hier die untereinander kohärenten Beugungseffekte der einzelnen Teilchen wegen der großen, regellosen Differenzen im Phasenunterschied zwischen je zwei von ihnen, ohne daß die Interferenzen den Charakter der Erscheinung wesentlich ändern; (erst wenn diese so eng gelagert sind, daß die Beugung der gebeugten Strahlung an den anderen Teilchen eine erhebliche Rolle spielt, treten Abweichungen auf). Daher ist diffuse Reflexion und Zerstreuung in trüben Medien unumkehrbar; die letztere auch dann, wenn es nicht eingelagerte, fremde Teilchen, sondern die Molekeln des Mediums selbst sind, die zerstreuen[1]). Denn wie schon oben erwähnt, besteht kein qualitativer Unterschied zwischen der Beugung an einem kleinen Teilchen und der Zerstreuung durch einen Dipol.

b) In schroffem Gegensatz zu den soeben betrachteten unregelmäßigen Verteilungen gleicher beugender Elemente stehen jene einfach gesetzmäßigen Anordnungen, deren wichtigster Repräsentant das Beugungsgitter ist[2]). Hier überwiegen die Interferenzen wegen der konstanten Phasendifferenz zwischen den Beugungswellen benachbarter Gitterelemente so, daß die Erscheinung im wesentlichen durch sie und nur nebensächlich durch die geometrischen und physikalischen Eigenheiten der Gitterelemente bedingt wird. Und dieser Umstand ist für die Thermodynamik entscheidend.

Wir benutzen im folgenden ein Koordinatensystem, dessen Z-Achse in die Normale der Gitterebene und dessen Y-Achse in die Richtung der Gitterstriche fällt. Die Richtung eines Strahles charakterisieren wir durch die Angabe von zwei seiner drei Richtungskosinus α, β, γ, die wir auf dies Koordinatensystem beziehen; α_0, β_0, γ_0 sollen die Richtung der einfallenden ebenen Welle angeben. Die gebräuchliche, auf **Fresnels** Ideen zurückgehende, von **Kirchhoff** mathematisch eingekleidete Beugungstheorie liefert für die Intensität der Lichtschwingung in einem Punkte P, dessen Abstand vom Gitter gegen dessen Dimensionen groß ist und von ihm aus in der Richtung α, β liegt, den Ausdruck

$$\Psi(\alpha,\beta) = \frac{\sin^2\left[2M\pi\frac{a}{\lambda}(\alpha-\alpha_0)\right]\sin^2\left[2\pi\frac{b}{\lambda}(\beta-\beta_0)\right]}{M\sin^2\left[\pi\frac{a}{\lambda}(\alpha-\alpha_0)\right]\left[2\pi\frac{b}{\lambda}(\beta-\beta_0)\right]}. \quad (1)$$

Die Funktion $\Psi(\alpha,\beta)$ gibt dabei bis auf einen Proportionalitätsfaktor die Intensität an, die in P herrschte, wenn die Beugung nur an einem Gitterelemente stattfände. ($2M$ soll die Zahl der Gitterstäbe, $2b$ ihre Länge, a die Gitterkonstante, λ die Wellenlänge sein.) Nun kann die genannte Theorie nicht als streng anerkannt werden; aber der zweite Faktor in (1) läßt sich leicht durch eine ganz einfache und dabei strenge Betrachtung rechtfertigen. Er drückt nichts anderes aus, als daß $2M$ gleiche Schwingungen mit konstanter Phasendifferenz interferieren, während der dritte Faktor aussagt, daß alle Teile eines Gitterstriches gleichwertig sind. Man schließt aus ihrem Auftreten, da $2M$ und b/λ stets große Zahlen sind, daß nur in der Nähe der Richtungen

$$\alpha_h = \alpha_0 + h\frac{\lambda}{a} \qquad (2)$$
$$\beta_h = \beta_0$$

Wellen von merklicher Intensität vom Gitter ausgehen. h durchläuft die Reihe aller positiven und negativen ganzen Zahlen, die mit der Bedingung

$$\alpha_h^2 + \beta_h^2 < 1$$

verträglich sind. Für den Grenzfall $M=\infty$ und $b=\infty$ kann man streng beweisen, daß außerhalb der genannten Richtungen überhaupt keine Strahlung stattfindet. Weit schwieriger wäre die strenge Ermittelung der Funktion Ψ, welche die Intensitäten der Spektren verschiedener Ordnung bedingt. Alle die oft wunderlichen Eigenheiten der Gitterspektren, die durch die Form der Gitterstriche bedingt sind, müssen in ihr eine Erklärung finden. Für die Thermodynamik ist sie aber ganz bedeutungslos.

Wir erwähnten schon unter a), daß für die Thermodynamik von den geometrischen Bestimmungsstücken eines Strahlenbündels nur das Produkt aus dem Öffnungswinkel ω, dem senkrechten Querschnitt und dem Quadrat des Brechungsindex n eine Rolle spielt. Nennen wir die Gitterfläche f und ist ϑ der Winkel zwischen dem Strahl und der Z-Achse, so ist dies Produkt gleich

$$n^2 f \cos\vartheta\,\omega.$$

1) Trotz der beträchtlichen Einwirkung der Moleküle aufeinander ist die Zerstreuung im Mittel davon unabhängig. Vergl. M. **Planck**, Berl. Sitzungsber. 1902, S. 470; 1903, S. 480; 1904, S. 740; 1905, S. 382; R. **Gans** und H. **Happel**, Ann. d. Phys. (4) **29**, 277, 1909, besonders § 3.

2) M. **Laue**, Ann. d. Phys. (4) **30**, 225, 1909.

Wir bestimmen für den Augenblick die Strahlenrichtung außer durch ϑ noch durch den Winkel φ zwischen der XZ Ebene und der Ebene durch Strahl und Z-Achse. Der Öffnungswinkel eines Strahlenbündels ist dann

$$\omega = \int\int \sin\vartheta \, d\vartheta \, d\varphi,$$

wenn man die Integration über alle in ihm auftretenden Strahlenrichtungen ausführt. Die Richtungskosinus α, β, γ bestimmen sich aus ϑ und φ durch die Gleichungen

$$\alpha = \sin\vartheta \cos\varphi.$$
$$\beta = \sin\vartheta \sin\varphi.$$
$$\gamma = \cos\vartheta.$$

Es ist die Funktionaldeterminante

$$\frac{\partial(\alpha, \beta)}{\partial(\vartheta, \varphi)} = \cos\vartheta \sin\vartheta,$$

so daß für kleine Öffnungswinkel

$$\omega \cos\vartheta = \int\int d\alpha \, d\beta$$

wird.

Nun folgt aber aus (2), daß die Integrale $\int\int d\alpha \, d\beta$ für alle durch Beugung entstehenden Strahlenbündel denselben Wert haben wie für das einfallende, ferner gehen sie offenbar von derselben Fläche (der Gitterfläche f nämlich) aus, die das einfallende Strahlenbündel beleuchtet, und liegen alle in demselben Mittel. Daher hat für sie das Produkt

$$n^2 f \cos\vartheta \, \omega$$

denselben Wert wie für das einfallende Strahlenbündel. Trotzdem die Gitterbeugung nicht zur geometrischen Optik gezählt werden kann (der Satz vom ausgezeichneten Lichtweg trifft nämlich nicht für sie zu), gilt doch bei ihr der Sinussatz. Endlich sind auch alle gebeugten Strahlenbündel unter sich und zum einfallenden kohärent, lassen sich also zu einem dem einfallenden äquivalenten auf geometrisch-optischem Wege vereinigen. Daher ist die Gitterbeugung ein umkehrbarer Vorgang in dem Sinne, daß bei fehlender Absorption keine Entropiezunahme eintritt, anderenfalls aber diese nur ebenso groß ist, als wenn dieselbe Absorption bei einem Vorgange aus der geometrischen Optik einträte.

Freilich gilt dies Ergebnis nur für Gitter von unendlich großer Ausdehnung. Es ist aber leicht, den Einfluß der Grenzen abzuschätzen. Man kommt da nämlich zu dem Satz, daß die Beugung am Gitter thermodynamisch der Beugung an einer Öffnung von der Form und Größe der Gitterfläche äquivalent ist. Läßt man diese Fläche größer und größer werden, so verschwindet der Beugungseffekt und man nähert sich immer mehr geometrisch-optischen, d. h. umkehrbaren Vorgängen. Ganz Entsprechendes gilt für die Beugung an vielen gleichen, auf einer ebenen Fläche schachbrettartig angeordneten Teilchen; auch sie ist thermodynamisch der Beugung an der ganzen Fläche gleichwertig, daher umkehrbar, wenn wir diese über alle Grenzen wachsen lassen.

Aus diesen Betrachtungen schließen wir: Die Beugung ist im allgemeinen unumkehrbar; verteilt man viele, gleiche, beugende Teilchen regellos, so ist der Beugungseffekt qualitativ der gleiche wie bei einem einzelnen, nur viel stärker, die Entropiezunahme also jedenfalls erheblich größer. Ordnet man dagegen viele gleiche beugende Elemente nach einfachen Regeln gesetzmäßig an, so kann man durch Vergrößerung ihrer Zahl die Entropiezunahme durch Beugung unter jedes Maß hinunterdrücken. Es paßt dies vortrefflich zu der Auffassung des Entropieprinzips als eines auf Ungeordnetheit beruhenden Wahrscheinlichkeitssatzes.

(Eingegangen 17. Oktober 1909.)

Diskussion.

Voigt: Als Herr Laue vorhin sein Problem formulierte, überlegte ich mir, was er wohl herausbekommen hätte, und ich habe da ein Aperçu benutzt, das wohl eine Bedeutung haben kann, um das auf die Gitter bezügliche Resultat zu illustrieren. Nach der Theorie der Wirkungsweise eines Mikroskops von Abbe kommt die geometrische Abbildung eines Gitters durch ein Mikroskop in der Weise zustande, daß hinter dem Objektiv ein von der Lichtquelle durch das Gitter erzeugtes Beugungsphänomen entsteht. Das Okular verwandelt dann das Beugungsbild in ein geometrisches Abbild, und da alle Vorgänge der geometrischen Optik reversibel sind, so erwartete ich in der Tat, daß Herr Laue auch bei der Gitterbeugung finden würde, daß es ein reversibler Vorgang ist, insofern der Beugungsvorgang bei diesem Instrument in eine geometrische Abbildung verwandelt ist.

Vortragender: Ich bin zunächst auf dasselbe gekommen und beim Finden des Resultats haben diese Überzeugungen in der Tat eine erhebliche Rolle gespielt. Auf die mikroskopische Abbildung anderer Körper können sie aber nicht angewendet werden, weil die von diesen gebeugten Wellen stets eine nochmalige Beugung vom Rande des Mikroskopobjektivs erfahren.

Voigt: Natürlich nicht; ich habe deshalb auch sehr absichtlich von einem Aperçu gesprochen; es ist das kein strenger Schluß, aber er scheint mir eine ziemliche Plausibilität zu haben.



Vortragender: Ich möchte noch eine andere Bemerkung anknüpfen. Von der Beugung an großen Öffnungen wird sich wahrscheinlich erweisen lassen, daß die Irreversibilität auf das engste mit dem Auflösungsvermögen optischer Instrumente zusammenhängt. Für die Beugung an kleinen Teilchen ist doch thermodynamisch entscheidend, daß die Wirkungen zweier verschiedener Wellen sich untrennbar mischen lassen. Ähnliches kann bei jedem optischen Instrument eintreten; betrachtet man z. B. durch das Fernrohr zwei sehr nahe aneinander stehende Fixsterne, die nicht mehr aufgelöst werden, so erhält man ein Beugungsscheibchen, dem seine Doppelherkunft nicht anzusehen ist. Auch dies ist eine nach der üblichen Anschauung untrennbare Mischung von Wellen verschiedener Herkunft. Zwar ist damit der Beweis noch nicht geführt, weil nach der Theorie geringe Spuren davon immer noch vorhanden sein sollten. Doch glaube ich, daß sich dies Bedenken noch wird heben lassen.

Arthur Szarvassi (Brünn), Die Theorie der elektromagnetischen Erscheinungen in bewegten Körpern und das Energieprinzip.

Das Prinzip der Erhaltung der Energie hat, wie bekannt, durch die Maxwellsche Theorie des Elektromagnetismus eine Fortbildung erfahren. Aus der älteren Form — wie sie heute noch in der Thermodynamik üblich ist —, die meist auf quasi-statische Zustände angewendet wurde, hat sich eine skalare partielle Differentialgleichung herausgebildet, die für jeden Raum- und Zeitpunkt erfüllt sein muß. Diese Form, die auch unter dem Namen des „Prinzips der Lokalisation der Energie" bekannt ist, hat den für die Optik so wichtigen Begriff des Energieflusses entstehen lassen. Für ein ruhendes System, in welchem weder Wärmeproduktion noch Arbeitsleistungen stattfinden, hat die Gleichung bekanntlich die Form der Kontinuitätsgleichung der Hydrodynamik. Ihre wahre Bedeutung erhält sie aber erst für Erscheinungen in bewegten Körpern, da erst in diesem Falle der Arbeitsbegriff eine Stelle in ihr findet.

Zur Aufstellung dieser Gleichung gelangt man in der Weise, daß man irgend einen Teil des bewegten Systems bei seiner Bewegung verfolgt und die Energiebeziehung formuliert, vermöge deren die Vermehrung des gesamten Energieinhalts des betrachteten Raumteils kompensiert werden muß durch einen Arbeitsaufwand von außen und durch Verschwinden von Wärme oder einer äquivalenten Energieform in der Umgebung des Raumes. Es bedeute ψ die Dichte der potentiellen Energie der betreffenden Erscheinungsgruppe, $\mathfrak{S}$ ihren Energiefluß, q die pro Zeit- und Volumeinheit produzierte Wärme im Arbeitsmaße gemessen, $\mathfrak{w}$ die Geschwindigkeitsverteilung; es mögen ferner durch die physikalischen Bedingungen des Systems Kräfte und Spannungen bestimmt werden, so daß die Spannungsdyade die neun Komponenten habe:

$$\begin{matrix} X_x, & X_y, & X_z \\ Y_x, & Y_y, & Y_z \\ Z_x, & Z_y, & Z_z. \end{matrix}$$

Dann lautet die Differentialgleichung des Energieprinzips, deren Form nicht allgemein bekannt zu sein scheint, folgendermaßen:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial \psi}{\partial t} + \operatorname{div}(\mathfrak{S} + \psi \mathfrak{w}) - \Big(\frac{\partial \mathfrak{w}_x}{\partial x} X_x + \\ &\frac{\partial \mathfrak{w}_y}{\partial x} Y_x + \cdots + \frac{\mathfrak{w}_z}{\partial z} Z_z\Big) + q = 0. \end{aligned}\right\} \quad (E)$$

Eine interessante und wichtige Eigenschaft dieser Gleichung ist die, daß sie nur die Spannungen, nicht aber die Volumkräfte enthält, daß diese also für die Energiebeziehung vollständig gleichgültig sind. Der vorkommende Arbeitsausdruck hat z. B. für das Gebiet der elastischen Erscheinungen die Bedeutung der Deformationsarbeit.

Welche Rolle spielt nun diese Gleichung in der Theorie des elektromagnetischen Feldes? Die in ihr vorkommenden Größen ψ, $\mathfrak{S}$, q und die Spannungen sind Funktionen der Feldvektoren, also z. B. der elektrischen und magnetischen Feldstärke. Denken wir sie in dieser Weise ausgedrückt und in die Energiegleichung (E) eingesetzt. Da die elektromagnetischen Vektoren durch die Feldgleichungen der Theorie bei gegebenen Randwerten vollständig bestimmt sind, darf die Gleichung (E) keine neue Beziehung für dieselben darstellen, sondern muß durch sie identisch erfüllt sein, sobald sie aus den Feldgleichungen bestimmt worden sind. Die Gleichung (E) muß also als Konsequenz aus den Feldgleichungen folgen. Daß man sie tatsächlich als ein Eliminationsresultat aus diesen erhalten kann, wußte man seit langem, man bedachte aber nicht, daß die resultierende Gleichung gerade die Form (E) haben müsse, und daß dieser Zwang eine Bedingung für die Form der Feldgleichungen bedeute.

Gehen wir aus von einem System von Feldgleichungen der folgenden Form:

$$\left.\begin{aligned} c \operatorname{rot} \mathfrak{H} &= \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon \cdot \mathfrak{E}) + \mathfrak{i} + \mathfrak{F}(\mathfrak{w}) \\ -c \operatorname{rot} \mathfrak{E} &= \frac{\partial}{\partial t}(\mu \cdot \mathfrak{H}) + \mathfrak{G}(\mathfrak{w}). \end{aligned}\right\} \quad (F)$$

Die Vektoren $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{G}$ sind Funktionen der Feldvektoren $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{H}$, der elektrischen und magnetischen Konstanten ε und μ, die im allgemeinen nicht Skalare sind, sondern infolge der schon anfangs vorhandenen oder durch Deformation entstehenden Anisotropie durch je sechs Bestimmungsstücke gegeben, also symmetrische Dyaden — in der Gibbsschen Beziehungsweise — sind, endlich der Geschwindigkeit $\mathfrak{w}$, aber auch der räumlichen und zeitlichen Ableitungen erster Ordnung dieser Größen; und zwar derart, daß $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{G}$ mit $\mathfrak{w}$ zugleich verschwinden. Man bilde nun aus dem System (F) in allgemeinster Weise eine skalare Differentialgleichung erster Ordnung, die in bezug auf $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ vom zweiten Grade ist, indem man die erste Gleichung mit einem Vektor $\mathfrak{a}$, die zweite mit einem Vektor $\mathfrak{b}$ multipliziert und die resultierenden Gleichungen addiert; die Vektoren $\mathfrak{a}$ und $\mathfrak{b}$ seien beliebige lineare Vektorfunktionen von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$, die auch die Geschwindigkeit enthalten können. Ob die so erhaltene skalare Gleichung die Energiegleichung der Theorie darstellt, kann erst nach Festlegung des Gesetzes der Wärmeproduktion erkannt werden. Wir wollen beispielsweise bestimmen, daß

$$q = \mathfrak{E} \cdot \mathfrak{i},$$

wodurch zugleich eine Entscheidung über die physikalische Bedeutung des Vektors $\mathfrak{E}$ getroffen wird.

Es zeigt sich nun, daß die Vorschrift, die erhaltene skalare Gleichung müsse mit (E) identisch sein, die beiden Vektorfunktionen $\mathfrak{a}$ und $\mathfrak{b}$ eindeutig bestimmt, daß ferner gewisse Bedingungen für die Form der Feldgleichungen (F) folgen, endlich daß, falls diese Bedingungen erfüllt sind, die Werte der Energiedichte, des Energieflusses — natürlich bis auf einen divergenzfreien Vektor — und der Spannungen im elektromagnetischen Felde sich eindeutig berechnen lassen.

Folgenden Spezialfall wollen wir hervorheben. Gesetzt, es haben die Feldgleichungen die spezielle Form:

$$\left.\begin{aligned} c \operatorname{rot} \mathfrak{H} &= \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial t} + \mathfrak{i} + \mathfrak{F}(\mathfrak{w}) \\ -c \operatorname{rot} \mathfrak{E} &= \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} + \mathfrak{G}(\mathfrak{w}); \end{aligned}\right| \qquad (F')$$

d. h. die rechten Seiten der Gleichungen lassen sich durch die beiden Vektoren $\mathfrak{D}$ und $\mathfrak{B}$ darstellen, wobei die Funktionen $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{G}$ keine zeitlichen Ableitungen dieser Vektoren mehr enthalten. Für $\mathfrak{D}$ und $\mathfrak{B}$ mögen die Definitionsgleichungen bestehen:

$$\begin{aligned} \mathfrak{D} &= \varepsilon \cdot \mathfrak{E} + \mathfrak{f}(\mathfrak{E}, \mathfrak{H}, \mathfrak{w}) \\ \mathfrak{B} &= \mu \cdot \mathfrak{H} + \mathfrak{g}(\mathfrak{E}, \mathfrak{H}, \mathfrak{w}); \end{aligned} \qquad (D)$$

$\mathfrak{f}$ und $\mathfrak{g}$ sind lineare Vektorfunktionen von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$, die mit $\mathfrak{w}$ zugleich verschwinden. Es zeigt sich für diesen Fall, daß die Energiegleichung (E) nur erfüllbar ist, wenn

$$\mathfrak{f} = \mathfrak{g} = 0,$$

und daß die Energiedichte jedenfalls den Wert hat:

$$\psi = \frac{1}{2}\,(\mathfrak{E} \cdot \varepsilon \cdot \mathfrak{E} + \mathfrak{H} \cdot \mu \cdot \mathfrak{H}).$$

Der Gattung (F′) von Feldgleichungen gehören nun die Gleichungssysteme von Lorentz, Cohn und Minkowski an. Da in diesen Theorien aber die Funktionen $\mathfrak{f}$ und $\mathfrak{g}$ keineswegs als Null angenommen sind, müssen jene das Prinzip der Erhaltung der Energie verletzen.

Ich habe getrachtet, diese Konsequenz an einer speziellen Erscheinung nachzuweisen. Daß diese Verletzung des Energieprinzips nicht an der Oberfläche liegen konnte, war klar; die Forscher hätten dieselbe sonst längst bemerkt. Eine nähere Untersuchung zeigte, daß sie nur bei Bewegungen mit ungleichförmiger Geschwindigkeit hervortreten konnte. Es gelang mir den genannten Mangel an folgendem Fall aufzudecken:

In einem innen und außen vollkommen spiegelnden Hohlzylinder bewegte sich reibungsfrei ein ebensolcher Kolben; seine nach innen gekehrte Fläche sei mit einer Platte eines vollkommen durchsichtigen, unmagnetisierbaren Dielektrikums belegt. Vom Boden des evakuierten Zylinders her falle ein Zug ebener, linear polarisierter, homogener Lichtwellen auf den Kolben, und werde — zum Teil nach vielfachen Reflexionen innerhalb der Platte — wieder zurückreflektiert. Die Differenz zwischen der auf den Kolben fallenden und zurückreflektierten Energie muß wiedergefunden werden als Vermehrung des elektromagnetischen Energieinhalts des Zylinders und als Arbeitsleistung des Drucks, den das Licht auf den bewegten Kolben ausübt. Zugrunde gelegt wurde die Lorentzsche Theorie. Die Feldgleichungen derselben wurden integriert für den allgemeinen Fall nichtstationärer Geschwindigkeit, und die gefundenen Werte der Feldstärken in die von der Theorie geforderten Ausdrücke für den Energiefluß, die Energiedichte und die auf den Kolben wirkenden Spannungen und Kräfte des Lichtes eingesetzt. Es zeigte sich dann, daß die Differenz zwischen der dem Spiegel zufließenden Energie einerseits und der Summe aus zurückkehrendem Energiestrom, Vermehrung des elektromagnetischen Energieinhalts des betrachteten Raumes und der Arbeit aller auf den Spiegel wirkenden Kräfte andererseits

im allgemeinen nicht Null war, sondern gleich dem Ausdruck

$$\frac{v_0 w'}{c^2}\int_{z_0}^{z_1}(G^2-F^2)\,dz.$$

Hier bedeuten $w'=\frac{dw}{dt}$ die Beschleunigung der Platte, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, v_0 jene in der dielektrischen Platte, falls dieselbe ruhte, F und G die Wellenfunktionen des im Dielektrikum gegen den Spiegel wandernden, bezw. reflektierten Lichtes, endlich z_0 und z_1 die Koordinaten der inneren und äußeren Grenzfläche der Platte, bezogen auf ein ruhendes Koordinatensystem, dessen positive z-Achse vom Boden des Zylinders gegen den Spiegel gerichtet ist. Dieser Ausdruck ist sicher nicht Null; denn das Licht kehrt im allgemeinen nach der Reflexion am bewegten Spiegel mit geänderter Amplitude zurück. Ist z. B. w positiv, d. h. bewegt sich der Spiegel im Sinne der Lichtfortpflanzung, so kehrt das Licht geschwächt zurück, und es ist $G^2 < F^2$; ist also auch w' positiv, so ist der genannte Ausdruck wesentlich negativ; es findet demnach ein unkompensierter Energiegewinn statt.

Man könnte, anknüpfend an neuere Untersuchungen der Herren Planck, Hasenöhrl usw., meinen, daß der hier gewählte spezielle Mechanismus die Verletzung des Energieprinzips durch die Lorentzsche Theorie deshalb nicht erweise, weil für einen bewegten Körper, in dessen Innerem eine elektromagnetische Strahlung herrscht, nicht die gewöhnliche Energiebeziehung gelte. Es ist aber klar, daß dieser Einwand nicht stichhaltig wäre: denn die betreffenden Untersuchungen gründen sich auf die Theorie der Hohlraumstrahlung, diese aber ist fundiert auf einer bestimmten Theorie des Elektromagnetismus, nämlich gerade auf jener, deren Unzulänglichkeit in energetischer Hinsicht hier nachgewiesen worden ist.

(Eingegangen 1. Oktober 1909.)

Diskussion.

Mie: Es hat schon früher einmal Abraham einen ähnlichen Einwand gegen die Lorentzsche Relativitätstheorie erhoben, indem er sagte, nach der Lorentzschen Relativitätstheorie wären die Naturerscheinungen nicht rein elektromagnetisch zu erklären, weil ein Teil der Energie, die ein Elektron bei beschleunigter Bewegung aufnimmt, nicht dem elektromagnetischen Feld zugute kommt, sondern, wenn man so sagen will, als Deformationsarbeit zur Deformation des Elektrons verbraucht wird. Ich möchte den Vortragenden fragen, ob der Widerspruch, den er zwischen der Relativitätstheorie und dem Energieprinzip gefunden hat, nicht vielleicht in ähnlicher Weise gelöst werden kann, daß man nämlich nicht so rechnen darf, als ob die ganze Energiemenge, die ein Elektron aufnimmt, rein elektromagnetisch sei, sondern noch eine neue Energiemenge in dem bewegten Elektron selber hinzufügen muß.

Einstein: Ich meine, daß ein Körper, welcher Kräften unterworfen ist, daß dieser, wenn er von einem relativ bewegten Koordinatensystem betrachtet wird, deshalb, weil er Kräften unterworfen ist, eine Energie repräsentiert. Macht man diese Annahme nicht, so tritt eine Verletzung des Energieprinzips ein. Glauben Sie nicht, daß das von Ihnen behandelte Beispiel vielleicht darauf beruhen könnte? Ist Ihnen klar, was ich meine?

Vortragender: Nicht vollständig.

Einstein: Man kann zeigen, daß ein bewegter Körper, welcher Kräften unterworfen ist, deren Resultierende nicht verschwindet, dadurch in gewissen Fällen nicht beschleunigt wird. Man muß in der Relativitätstheorie deshalb annehmen, daß der bewegte, Kräften unterworfene (starre) Körper einen gewissen Energieinhalt besitzt; sonst kommt man zu einer Verletzung des Energieprinzips.

Vortragender: Das würde bedeuten, daß außer der sogenannten Bewegungsenergie des Systems im landläufigen Sinn und außer der sogenannten gewöhnlichen potentiellen elektrischen Energie des Systems noch ein Energieteil hinzutritt. Dieser Teil müßte, weil ich über die Größe ψ nichts vorausgesetzt habe, in dieser Funktion drin stecken. Ich habe ja gar nichts über die Form der Funktion ψ gesagt. Die Energiegleichung spricht das Energieprinzip ganz allgemein aus. Diese weitere Energiegröße kann sehr wohl in ψ enthalten sein.

Einstein: Darauf kann ich nichts sagen, weil ich nicht genug in den Geist dieser Überlegung eingedrungen bin.

Vortragender: Was die andere Bemerkung betrifft, so wäre es ja sehr erwünscht, wenn schon Abraham auf diese Inkongruenzen der gegenwärtig herrschenden elektromagnetischen Theorien hingewiesen hätte. Aber ich glaube, Herr Mie bezieht sich auf die Vorgänge beim Elektron, wo Abraham meint, daß ein nicht starres Elektron fremde Energie benötige. Das hat aber hier keine Anwendung; denn ich habe nichts vorausgesetzt, als die Feldgleichungen, und es ist gleichgültig, aus welcher theoretischen Vorstellung sie fließen.

Max Born (Göttingen). Über die Dynamik des Elektrons in der Kinematik des Relativitätsprinzips.

M. H.! Die in neuerer Zeit ausgeführten Bestimmungen der elektromagnetischen Masse als Funktion der Geschwindigkeit sind bekanntlich von den betreffenden Experimentatoren zugunsten der Lorentzschen, zuungunsten der Abrahamschen Formel für diese Abhängigkeit gedeutet worden (Bucherer[1]), Hupka[2])). Es erscheint daher angezeigt, die theoretischen Grundlagen für die Lorentzsche Formel, welche ja so eng mit dem Relativitätsprinzipe verknüpft ist, einer genauen Prüfung zu unterziehen; denn es ist bekannt (worauf ich bei der Kürze der mir zur Verfügung stehenden Zeit nicht ausführlicher eingehen kann), daß gegen die ursprüngliche Lorentzsche Ableitung der Formel Einwürfe erhoben worden sind, weil sich dabei verschiedene Werte für die Masse ergeben, je nachdem man von dem Energiesatze oder dem Impulssatze ausgeht. Andererseits kann man die Herleitung der Formel, wie sie Einstein in seiner ersten Arbeit[3]) über das Relativitätsprinzip gegeben hat, kaum eine elektrodynamische Begründung der Trägheitserscheinungen der Elektronen nennen; denn dort wird die Gültigkeit der Newtonschen Bewegungsgesetze für unendlich langsame Bewegungen eines Massenpunktes vorausgesetzt und dann werden mit Hilfe des Relativitätsprinzips die Bewegungsgesetze für beliebige Bewegungen des Punktes erschlossen. Ich habe daher eine neue Theorie der Dynamik des Elektrons ausgearbeitet[4]), welche das Relativitätsprinzip als Grundlage hat, und zwar unter Benützung der Anschauungen, die von Minkowski[5]) ausgebildet und verwandt worden sind.

Die wesentliche Schwierigkeit, um die es sich dabei handelt, bietet die kinematische Konstitution des Elektrons bei beliebigen Bewegungen. Bekanntlich liegt der Lorentzschen Theorie die Vorstellung des „deformierbaren Elektrons" zugrunde, welches nur bei gleichförmigen Bewegungen definiert wird, und zwar derart, daß es dabei eine von der Geschwindigkeit abhängige Kontraktion in der Bewegungsrichtung erleidet; die Gültigkeit der Theorie erstreckt sich demnach nur auf quasistationäre Bewegungen, d. h. solche, die von der gleichförmigen nur wenig abweichen. Für eine strenge Theorie ist zunächst das Lorentzsche Deformationsgesetz von den gleichförmigen Bewegungen in geeigneter Weise auf beliebige Bewegungen zu verallgemeinern. In welcher Weise das zu geschehen hat, läßt sich an der Hand der nachstehenden Figur (Fig. 1) er-

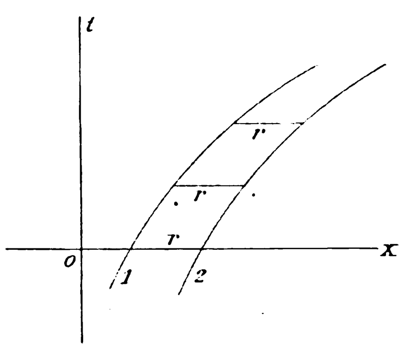


Fig. 1.

läutern. Bewegt sich ein Punkt längs der x-Achse, so kann man seine Bewegung durch eine Kurve darstellen in einem Koordinatensystem, dessen Abszissenachse die Koordinate x, dessen Ordinatenachse die Zeit t bedeutet. Zwei im Sinne der gewöhnlichen Mechanik starr miteinander verbundene Punkte, die sich auf der x-Achse bewegen, liefern in dieser Darstellung zwei Kurven, deren Abstand längs den Geraden $t =$ const. gemessen, unveränderlich ist. Dieser Starrheitsbegriff widerspricht dem Relativitätsprinzip; denn er ist nicht invariant gegenüber jenen Lorentz-Einsteinschen Transformationen, welche die Äquivalenz aller solchen Koordinatensysteme ausdrücken, deren Achsenrichtungen zu den Gebilden

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = \pm 1$$

konjugiert sind (wobei c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet). Man erkennt nun leicht, daß es im allgemeinen überhaupt keine analoge invariante Relation zwischen den Koordinaten zweier bewegter Punkte allein gibt, wie es die Entfernung in der gewöhnlichen Mechanik ist. Wohl aber gibt es eine solche invariante Relation zwischen irgend zwei unendlich nahen Punkten, welche ausdrückt, daß die Entfernung derselben in einem mitbewegten Koordinatensystem, d. h. gemessen längs der zur Tangente der Bahnkurve bezüglich des Gebildes

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = \pm 1$$

konjugierten Richtung, unveränderlich ist. So gelangt man dazu, einen infinitesimalen Starrheitsbegriff einzuführen, der seinen Ausdruck in einem System von 6 partiellen Differentialgleichungen findet. Um zu den endlichen Bewegungsgesetzen zu gelangen, hat man diese zu integrieren. Es ist mir noch nicht gelungen, das allgemein auszuführen, wohl aber in dem Spezialfalle, wo die Punkte des

1) A. H. Bucherer, diese Zeitschr. 9, 755—762, 1908; Ann. d. Phys. 28, 513—536, 1909.
2) E. Hupka, Verh. d. Deutsch. Ph. Ges. 11, 249—258, 1909.
3) A. Einstein, Ann. d. Phys. 17, 891, 1905.
4) M. Born, Ann. d. Phys. 30, 1, 1909.
5) H. Minkowski, Nachr. d. k. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen, math.-phys. Kl., S. 54, 1908; diese Zeitschr. 10, 104, 1909 und Jahresber. d. deutsch. Mathematiker-Vereinigung, 18, 1909. (Auch als Sonderdruck erschienen.)

Körpers sich auf parallelen geraden Linien bewegen. Es genügt dann die Betrachtung der Punkte auf einer dieser Geraden, etwa der x-Achse, und man kann die Art des Zusammenhangs der Punkte so beschreiben, daß die Verwandtschaft mit der durch Fig. 1 erläuterten gewöhnlichen Starrheit in die Augen springt. Wenn nämlich die Bewegung eines Punktes, d. h. eine Kurve der xt-Ebene, bekannt ist, so findet man die Bewegungen der mit ihm starr verbundenen Punkte folgendermaßen (Fig. 2):

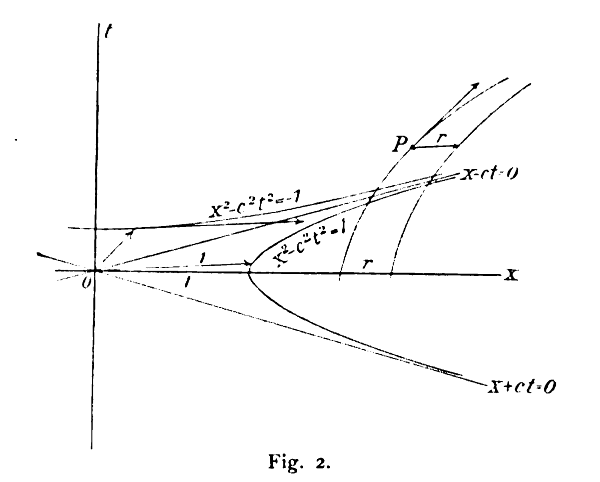


Fig. 2.

Man konstruiere sich die beiden invarianten Hyperbeln

$$x^2 - c^2 t^2 = \pm 1,$$

welche die geraden Linien $x \pm ct = 0$ zu Asymptoten haben. Dann ziehe man in einem Punkte P der gegebenen Kurve die Tangente und in der bezüglich jener Hyperbeln konjugierten Richtung einen Strahl, dessen Länge gleich dem r-fachen des in dieser Richtung liegenden Halbdurchmessers der Hyperbel $x^2 - c^2 t^2 = 1$ gemacht wird, wobei r die Entfernung der beiden Punkte bedeutet, wenn sie beide ruhen. Führt man diese Konstruktion in jedem Punkte der gegebenen Kurve aus, so findet man die gesuchte Kurve des starr verbundenen Punktes[1]). Im Falle der gleichförmigen Bewegung ist diese Konstruktion mit dem Lorentzschen Deformationsgesetz identisch.

An dem so entstehenden Bilde erkennt man eine merkwürdige Eigenschaft dieser neuen „starren" Körper. Jene Strahlen, welche zu der einen Kurve nach unserer Konstruktion die zweite zuordneten, sind im allgemeinen nicht, wie in Fig. 1, parallel, und haben daher eine Enveloppe, über die sie nicht hinausdringen (Fig. 3). Demnach kann ein solcher Körper nur eine endliche Ausdehnung haben, und da die Enveloppe um so näher an der

1) Diese Konstruktion gilt nur im Falle der Translation.

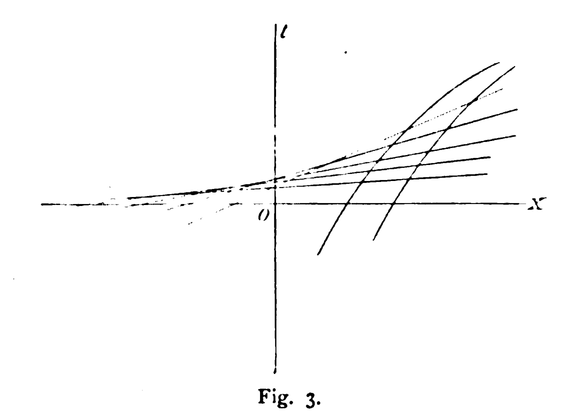


Fig. 3.

Ausgangskurve liegt, je größer deren Krümmung ist, so folgt, daß der Körper um so kleiner sein muß, je größer seine Beschleunigung ist. Man erkennt leicht, daß, wenn der Körper in einer Kugel vom Radius R Platz hat, stets

$$b < \frac{c^2}{R}$$

sein muß, wo b, der „Betrag der Beschleunigung"[1]), aus der gewöhnlichen Beschleunigung durch Division mit dem Faktor $\left(1 - \frac{w^2}{c^2}\right)^2$ hervorgeht. Das tatsächliche Vorkommen ungeheurer Beschleunigungen von Elektronen zeigt demnach an, daß die Elektronen, sofern sie solche in dem neuen Sinne starre Gebilde sind, außerordentlich klein sein müssen. Doch liefert diese Beschränkung für die Größe der Elektronen noch Werte, die weit über den gewöhnlich angenommenen liegen; denkt man sich z. B. ein Elektron von $1/3$ Lichtgeschwindigkeit zur Ruhe gebracht auf einer Weglänge, die gleich dem Durchmesser eines Wasserstoffatoms (10^{-8} cm) ist, so ergibt sich $b = 5 \cdot 10^{27}\,\mathrm{cm\,sec^{-2}}$, also $R < 1{,}8 \cdot 10^{-7}$ cm, während der gewöhnlich angenommene Wert $R = 1{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm beträgt; diesem würde als Höchstgrenze der Beschleunigung $b < 6 \cdot 10^{33}\,\mathrm{cm\,sec^{-2}}$ entsprechen. Es ist demnach nicht zu erwarten, daß die Erfahrung für oder gegen diese Konsequenz der Theorie, aus der die Notwendigkeit der Annahme einer atomistischen Struktur der Elektrizität hervorgeht, entscheiden wird.

Es gibt nun eine ausgezeichnete beschleunigte Bewegung, die der gleichförmig beschleunigten der alten Mechanik entspricht und die ich „Hyperbelbewegung" nenne. Während nämlich in der alten Mechanik die Bewegung eines starren Körpers mit konstanter Beschleunigung (vertikaler Wurf) in einem xt-Koordinatensystem durch eine Schar von parallelen Parabeln dargestellt wird, ist das Bild dieser Hyperbelbewegung eine Schar von Hyperbeln,

1) Minkowski, diese Zeitschr. 10, 108, 1909; Jahresb. d. deutsch. Math.-Ver. 18, 84.

deren Asymptoten die Geraden $x+ct=0$ sind. Auch diese Bewegung ist in gewissem Sinne als gleichförmig beschleunigt zu bezeichnen, da bei ihr der oben eingeführte „Betrag der Beschleunigung" b für jeden Punkt konstant ist. Die Parabeln der alten Mechanik sind offenbar der Grenzfall $c=\infty$ von solchen Hyperbeln. Da ferner jede Bewegung sich durch Hyperbelbewegungen approximieren läßt, habe ich sie den weiteren elektrodynamischen Berechnungen zugrunde gelegt.

Um das dynamische Verhalten eines solchen starren Körpers zu prüfen, wird man denselben mit elektrischer Ladung versehen denken und die von ihm auf sich selbst ausgeübten Kräfte bestimmen. Zunächst ist zu diesem Zwecke das Feld des Elektrons zu berechnen. Ohne daß man über Form und Ladungsverteilung irgendwelche Voraussetzungen zu machen braucht, ergibt sich dabei das folgende:

Bei einer Hyperbelbewegung, deren Beschleunigung ja beliebig große Werte haben kann, führt das Elektron sein Feld mit sich; Strahlung ist nicht vorhanden. Das Feld ist von dem gewöhnlichen statischen natürlich verschieden; vom Elektron selber aus beurteilt ist aber, genau wie bei der gleichförmigen Bewegung, kein magnetisches Feld vorhanden, und das elektrische leitet sich durch Differentiation (wenn auch in etwas modifizierter Weise) aus einem Potential Φ ab, das einer der Gleichung $\Delta\Phi=\varrho$ sehr analogen Differentialgleichung

$$\Delta\Phi+\frac{1}{x}\frac{\partial\Phi}{\partial x}-\frac{\Phi}{x^2}=\varrho$$

genügt.

Als ponderomotorische Kräfte auf die Ladungseinheit habe ich, im Einklang mit dem Lorentzschen Ansatz $\mathfrak{E}+\frac{1}{c}[\mathfrak{w}\mathfrak{H}]$, den von Minkowski als „elektrische Ruhkraft" bezeichneten Vektor angesehen, d. h. in jedem Punkte die elektrische Feldstärke, wie sie in einem Koordinatensystem gemessen wird, dessen Bewegung mit der Momentanbewegung des Punktes übereinstimmt. Dagegen erkennt man leicht, daß die Art, wie üblicherweise aus diesen Einzelkräften die resultierenden Kräfte durch Integration über das Volumen des Elektrons in einem Augenblick gebildet werden, dem Relativitätsprinzip widerstreitet.

Aus diesem Umstande entspringen jene in der Lorentzschen Theorie auftretenden Widersprüche. Durch eine naheliegende Modifikation jenes Ansatzes gewinnt man solche Resultierende, welche gegen die Lorentz-Transformationen invariant sind; dieselben sind aber nicht mit dem Raumintegral der Einzelkräfte identisch, und damit verlieren auch die Begriffe Gesamtenergie, Gesamtimpuls usw. für die Elektronenmechanik ihre Bedeutung. Das Resultat der Rechnung ist dies: die Komponenten der resultierenden Kraft senkrecht auf der Bewegungsrichtung sind im allgemeinen, selbst bei quasistationärer Bewegung, nicht Null. Da aber die Beobachtung lehrt, daß zur Aufrechterhaltung derselben keine äußeren seitlichen Kräfte erforderlich sind, so folgt, daß die Ladung in spezieller Weise verteilt sein muß, und zwar in homogenen, kugelförmigen, konzentrischen Schichten, sofern man die Annahme macht, daß die Bewegungsrichtung eine willkürliche Richtung im Elektron ist. Betrachten wir endlich die Kraftkomponente in der Bewegungsrichtung, so läßt sich diese auf die Form

$$-\mu b_x$$

bringen, wo b_x die x-Komponente des Beschleunigungsvektors im Mittelpunkte, μ eine gewisse Funktion von b ist, die sonst nur noch von der elektrischen Dichte abhängt; μ wird als Ruhmasse anzusprechen sein.

Es ist nun noch zu zeigen, daß ein äußeres Kraftfeld existiert, das imstande ist, eine Hyperbelbewegung aufrecht zu erhalten. In der Tat leistet das ein äußeres konstantes, elektrisches Feld E_x in der Bewegungsrichtung.

Man bekommt demnach für solche Bewegungen, die von der Hyperbelbewegung nur wenig abweichen, die mechanische Grundgleichung in der Minkowskischen Form

$$\mu\frac{d^2x}{d\tau^2}=e\,E_x\frac{dt}{d\tau},$$

wo τ die Eigenzeit bedeutet.

Was nun die Funktion $\mu(b)$ betrifft, so ergibt sich, daß diese bis auf Glieder zweiter Ordnung in b, deren Koeffizient zugleich mit dem Radius des Elektrons verschwindet, konstant ist, und zwar findet man den bekannten Wert

$$\mu=\frac{4}{3c^2}U,$$

wo

$$U=\frac{1}{8\pi}\int\int\frac{\varrho\bar{\varrho}}{r}\,dw\,d\bar{w}$$

die elektrostatische Energie des Elektrons bedeutet. Führt man dann noch die „gewöhnliche" Masse durch die Lorentzsche Relation

$$m=\frac{\mu}{\sqrt{1-\frac{w^2}{c^2}}}$$

ein, so gewinnt man die Bewegungsgleichung in der Einstein-Planckschen Form:

$$\frac{dm\,w_x}{dt}=e\,E_x,$$

und der Energiesatz nimmt die Gestalt an:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{1}{c^2} e E_x w_x .$$

Durch Superposition von Lorentz-Transformationen läßt sich die Theorie leicht derart verallgemeinern, daß sie alle in praxi vorkommenden Fälle umfaßt.

(Eingegangen 14. Oktober 1909.)

Diskussion.

Sommerfeld: Die große Vereinfachung und Verschönerung der Theorie, welche durch die neue Starrheitsdefinition und die glücklichen Gedanken von Born gegeben wird, kann niemand besser würdigen als ich, weil ich mich auch früher mit der gleichförmig beschleunigten Bewegung beschäftigt habe und auf Grund der alten Starrheitsdefinition zu äußerst undurchsichtigen Ausdrücken gelangt bin. Aber hervorheben möchte ich doch das eine: das Relativitätsprinzip kann nur etwas über die gleichmäßige Bewegung aussagen; in Fällen beschleunigter Bewegung kann es Ansätze wohl nahe legen, aber nie zwingende Schlüsse liefern, z. B. bezüglich der Form der ponderomotorischen Kräfte; so könnte man bei Ihren Ansätzen zu den Kräften Glieder hinzusetzen, die nicht mehr die Geschwindigkeit enthalten. Ich bin sehr dafür, daß man solche Glieder wegläßt (und die Ansätze von Born scheinen jedenfalls die einfachsten unter vielen anderen möglichen). Aber einen zwingenden Grund dafür kann das Relativitätsprinzip nicht liefern.

Vortragender: Aber nicht jede Annahme, die man über die Beschleunigungen macht, genügt dem Relativitätsprinzip (Sommerfeld: Natürlich nicht!) Ich habe die einfachste Annahme genommen und mich überall im wesentlichen an Minkowski angeschlossen. Das einzig Neue ist vielleicht die Zusammensetzung der Kräfte am starren Körper zu Resultierenden.

A. Einstein (Zürich), Über die Entwicklung unserer Anschauungen über das Wesen und die Konstitution der Strahlung.

Als man erkannt hatte, daß das Licht die Erscheinungen der Interferenz und Beugung zeige, da erschien es kaum mehr bezweifelbar, daß das Licht als eine Wellenbewegung aufzufassen sei. Da das Licht sich auch durch das Vakuum fortzupflanzen vermag, so mußte man sich vorstellen, daß auch in diesem eine Art besonderer Materie vorhanden sei, welche die Fortpflanzung der Lichtwellen vermittelt. Für die Auffassung der Gesetze der Ausbreitung des Lichtes in ponderabeln Körpern war es nötig, anzunehmen, daß jene Materie, welche man Lichtäther nannte, auch in diesen vorhanden sei, und daß es auch im Innern der ponderabeln Körper im wesentlichen der Lichtäther sei, welcher die Ausbreitung des Lichtes vermittelt. Die Existenz jenes Lichtäthers schien unbezweifelbar. In dem 1902 erschienenen ersten Bande des vortrefflichen Lehrbuches der Physik von Chwolson findet sich in der Einleitung über den Äther der Satz: „Die Wahrscheinlichkeit der Hypothese von der Existenz dieses einen Agens grenzt außerordentlich nahe an Gewißheit".

Heute aber müssen wir wohl die Ätherhypothese als einen überwundenen Standpunkt ansehen. Es ist sogar unleugbar, daß es eine ausgedehnte Gruppe von die Strahlung betreffenden Tatsachen gibt, welche zeigen, daß dem Lichte gewisse fundamentale Eigenschaften zukommen, die sich weit eher vom Standpunkte der Newtonschen Emissionstheorie des Lichtes als vom Standpunkte der Undulationstheorie begreifen lassen. Deshalb ist es meine Meinung, daß die nächste Phase der Entwicklung der theoretischen Physik uns eine Theorie des Lichtes bringen wird, welche sich als eine Art Verschmelzung von Undulations- und Emissionstheorie des Lichtes auffassen läßt. Diese Meinung zu begründen, und zu zeigen, daß eine tiefgehende Änderung unserer Anschauungen vom Wesen und von der Konstitution des Lichtes unerläßlich ist, das ist der Zweck der folgenden Ausführungen.

Der größte Fortschritt, welchen die theoretische Optik seit der Einführung der Undulationstheorie gemacht hat, besteht wohl in Maxwells genialer Entdeckung von der Möglichkeit, das Licht als einen elektromagnetischen Vorgang aufzufassen. Diese Theorie führt statt der mechanischen Größen, nämlich Deformation und Geschwindigkeit der Teile des Äthers, die elektromagnetischen Zustände des Äthers und der Materie in die Betrachtung ein und reduziert dadurch die optischen Probleme auf elektromagnetische. Je mehr sich die elektromagnetische Theorie entwickelte, desto mehr trat die Frage, ob sich die elektromagnetischen Vorgänge auf mechanische zurückführen lassen, in den Hintergrund; man gewöhnte sich daran, die Begriffe elektrische und magnetische Feldstärke, elektrische Raumdichte usw. als elementare Begriffe zu behandeln, die einer mechanischen Interpretation nicht bedürfen.

Durch die Einführung der elektromagnetischen Theorie wurden die Grundlagen der theoretischen Optik vereinfacht, die Anzahl der willkürlichen Hypothesen vermindert. Die alte Frage nach der Schwingungsrichtung des polarisierten Lichtes wurde gegenstandslos. Die Schwierigkeiten, betreffend die Grenzbedingungen an der Grenze zweier Media ergaben sich aus dem Fundament der Theorie. Es bedurfte keiner willkürlichen

Hypothese mehr, um longitudinale Lichtwellen anzuschließen. Der erst in neuerer Zeit experimentell konstatierte Lichtdruck, welcher in der Theorie der Strahlung eine so wichtige Rolle spielt, ergab sich als Konsequenz der Theorie. Ich will gar keine erschöpfende Aufzählung der wohlbekannten Errungenschaften hier versuchen, sondern einen Hauptpunkt ins Auge fassen, in bezug auf welchen die elektromagnetische Theorie mit der kinetischen Theorie übereinstimmt oder, besser gesagt, übereinzustimmen scheint.

Nach beiden Theorien erscheinen nämlich die Lichtwellen im wesentlichen als ein Inbegriff von Zuständen eines auch bei Abwesenheit von Strahlung allenthalben vorhandenen hypothetischen Mediums, des Äthers. Es war daher anzunehmen, daß Bewegungen dieses Mediums auf die optischen und elektromagnetischen Erscheinungen von Einfluß sein müssen. Das Suchen nach den Gesetzen, welchen dieser Einfluß unterliege, veranlaßte eine Wandlung in den die Natur der Strahlung betreffenden Grundanschauungen, deren Verlauf wir kurz betrachten wollen.

Die Grundfrage, die sich da aufdrängte, war folgende: Macht der Lichtäther die Bewegungen der Materie mit, oder ist er im Innern bewegter Materie anders bewegt als diese, oder endlich nimmt er vielleicht an den Bewegungen der Materie überhaupt gar nicht Anteil, sondern bleibt stets in Ruhe. Um diese Frage zu entscheiden, stellte Fizeau einen wichtigen Interferenzversuch an, der auf folgender Überlegung beruht. Es breite sich das Licht in einem Körper mit der Geschwindigkeit V aus, falls dieser ruht. Falls dieser Körper, wenn er bewegt ist, seinen Äther vollkommen mitnimmt, so wird sich in diesem Falle das Licht relativ zum Körper ebenso ausbreiten, wie wenn der Körper ruhte. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit relativ zum Körper wird also auch in diesem Falle V sein. Absolut genommen, d. h. relativ zu einem nicht mit dem Körper bewegten Beobachter, wird aber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit eines Lichtstrahles gleich sein der geometrischen Summe aus V und der Bewegungsgeschwindigkeit v des Körpers. Falls Fortpflanzungs- und Bewegungsgeschwindigkeit gleich gerichtet und gleichsinnig sind, ist V_{abs} einfach gleich der Summe der beiden Geschwindigkeiten, d. h.

$$V_{abs} = V + v.$$

Um zu prüfen, ob diese Konsequenz aus der Hypothese des vollkommen mitbewegten Lichtäthers zutreffe, ließ Fizeau zwei kohärente monochromatische Lichtbündel je eine mit Wasser gefüllte Röhre axial passieren und nachher zur Interferenz gelangen. Ließ er nun gleichzeitig das Wasser in den Röhren sich axial durch diese hindurch bewegen, und zwar durch die eine im Sinne des Lichtes, durch die andere im entgegengesetzten Sinne, so ergab sich eine Verschiebung der Interferenzfransen, aus denen er einen Rückschluß ziehen konnte auf den Einfluß der Körpergeschwindigkeit auf die Absolutgeschwindigkeit.

Es ergab sich bekanntlich, daß ein Einfluß der Körpergeschwindigkeit in dem zu erwartenden Sinne vorhanden ist, daß er aber stets kleiner ist, als der Hypothese von der vollständigen Mitführung entspricht. Es ist

$$V_{abs} = V + \alpha v,$$

wobei α stets kleiner als 1 ist. Unter Vernachlässigung der Dispersion ist

$$\alpha = 1 - \frac{1}{n^2}.$$

Aus diesem Experiment folgte, daß eine vollständige Mitführung des Äthers durch die Materie nicht stattfinde, daß also eine Relativbewegung des Äthers gegen die Materie im allgemeinen vorhanden sei. Nun ist aber die Erde ein Körper, der in bezug auf das Sonnensystem im Laufe des Jahres Geschwindigkeiten verschiedener Richtung hat, und es war anzunehmen, daß der Äther in unseren Laboratorien ebensowenig diese Bewegung der Erde vollkommen mitmache, wie er beim Fizeauschen Versuch die Bewegung des Wassers vollkommen mitzumachen schien. Es war also zu folgern, daß eine mit der Tages- und Jahreszeit wechselnde Relativbewegung des Äthers gegen unsere Apparate existiere, und man mußte erwarten, daß diese Relativgeschwindigkeit bei optischen Versuchen eine scheinbare Anisotropie des Raumes herbeiführe, d. h. daß die optischen Erscheinungen von der Orientierung der Apparate abhängig seien. Die verschiedensten Experimente zur Konstatierung einer solchen Anisotropie wurden ausgeführt, ohne daß man die erwartete Abhängigkeit der Erscheinungen von der Orientierung der Apparate hätte konstatieren können.

Dieser Widerspruch wurde zum größten Teil beseitigt durch die bahnbrechende Arbeit von H. A. Lorentz im Jahre 1895. Lorentz zeigte, daß man unter Zugrundelegung eines ruhenden, an den Bewegungen der Materie nicht teilnehmenden Äthers ohne Aufstellung sonstiger Hypothesen zu einer Theorie gelangt, welche fast allen Erscheinungen gerecht wird. Insbesondere erklärten sich die Ergebnisse des oben angedeuteten Versuches von Fizeau sowie das negative Ergebnis der erwähnten Versuche, die Bewegung der Erde gegen den Äther zu konstatieren. Nur mit einem einzigen Experiment schien die Lorentzsche Theorie nicht vereinbar zu sein, nämlich mit dem Interferenzversuch von Michelson und Morley.

Lorentz hatte gezeigt, daß nach seiner

Theorie, abgesehen von Gliedern, welche den Quotienten $\frac{\text{Körpergeschwindigkeit}}{\text{Lichtgeschwindigkeit}}$ in der zweiten oder einer höheren Potenz als Faktor enthielten, ein Einfluß einer gemeinsamen Translationsbewegung der Apparate auf den Strahlengang bei optischen Versuchen nicht vorhanden sei. Es war aber damals schon der Interferenzversuch von Michelson und Morley bekannt, welcher dartat, daß in einem speziellen Falle auch Glieder zweiter Ordnung in bezug auf den Quotienten $\frac{\text{Körpergeschwindigkeit}}{\text{Lichtgeschwindigkeit}}$ sich nicht bemerkbar machten, trotzdem dies vom Standpunkte der Theorie des ruhenden Lichtäthers aus zu erwarten war. Damit dieser Versuch von der Theorie mit umfaßt werde, wurde von Lorentz und Fitz-Gerald bekanntlich die Annahme eingeführt, daß alle Körper, also auch diejenigen, welche die Bestandteile der Versuchsanordnung von Michelson und Morley miteinander verbanden, in bestimmter Weise ihre Gestalt ändern, falls sie relativ zum Äther bewegt werden.

Diese Sachlage war nun eine höchst unbefriedigende. Die einzige Theorie, welche brauchbar und in ihren Grundlagen durchsichtig war, war die Lorentzsche Theorie. Diese ruhte auf der Voraussetzung eines absolut unbeweglichen Äthers. Die Erde mußte relativ zu diesem Äther als bewegt angesehen werden. Alle Versuche aber, jene Relativbewegung nachzuweisen, verliefen resultatlos, so daß man zur Aufstellung einer ganz eigentümlichen Hypothese gezwungen wurde, um begreifen zu können, daß jene Relativbewegung sich nicht bemerkbar mache.

Der Michelsonsche Versuch legte die Voraussetzung nahe, daß alle Erscheinungen relativ zu einem mit der Erde bewegten Koordinatensystem, allgemeiner überhaupt relativ zu jedem beschleunigungsfrei bewegten System nach genau den gleichen Gesetzen verlaufen. Diese Voraussetzung wollen wir im folgenden kurz „Relativitätsprinzip" nennen. Bevor wir die Frage berühren, ob es möglich sei, an dem Relativitätsprinzip festzuhalten, wollen wir kurz überlegen, was bei Festhaltung dieses Prinzips aus der Ätherhypothese wird.

Unter Zugrundelegung der Ätherhypothese führte das Experiment dazu, den Äther als unbeweglich anzunehmen. Das Relativitätsprinzip besagt dann, daß alle Naturgesetze in bezug auf ein relativ zum Äther gleichförmig bewegtes Koordinatensystem K' gleich seien den entsprechenden Gesetzen in bezug auf ein relativ zum Äther ruhendes Koordinatensystem K. Ist dem aber so, dann haben wir ebensoviel Grund, uns den Äther als relativ zu K' ruhend vorzustellen wie als relativ zu K ruhend. Es ist dann überhaupt ganz unnatürlich, eines der beiden Koordinatensysteme K, K' dadurch auszuzeichnen, daß man einen relativ zu ihm ruhenden Äther einführt. Daraus folgt, daß man zu einer befriedigenden Theorie nur dann gelangen kann, wenn man auf die Ätherhypothese verzichtet. Die das Licht konstituierenden elektromagnetischen Felder erscheinen dann nicht mehr als Zustände eines hypothetischen Mediums, sondern als selbständige Gebilde, welche von den Lichtquellen ausgesandt werden, gerade wie nach der Newtonschen Emissionstheorie des Lichtes. Ebenso wie gemäß letzterer Theorie erscheint ein nicht von Strahlung durchsetzter, von ponderabler Materie freier Raum wirklich als leer.

Bei oberflächlicher Betrachtung erscheint es unmöglich, das Wesentliche der Lorentzschen Theorie mit dem Relativitätsprinzip in Einklang zu bringen. Pflanzt sich nämlich ein Lichtstrahl im Vakuum fort, so geschieht dies nach der Lorentzschen Theorie in bezug auf ein im Äther ruhendes Koordinatensystem K stets mit der bestimmten Geschwindigkeit c, unabhängig vom Bewegungszustande des emittierenden Körpers. Wir wollen diesen Satz das Prinzip von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit nennen. Nach dem Additionstheorem der Geschwindigkeiten wird sich derselbe Lichtstrahl in bezug auf ein relativ zum Äther in gleichförmiger Translationsbewegung befindliches Koordinatensystem K' nicht ebenfalls mit der Geschwindigkeit c fortpflanzen. Die Gesetze der Lichtfortpflanzung scheinen also in bezug auf beide Koordinatensysteme verschieden zu sein, und es scheint daraus zu folgen, daß das Relativitätsprinzip mit den Gesetzen der Lichtausbreitung unvereinbar ist.

Das Additionstheorem der Geschwindigkeiten beruht indessen auf den willkürlichen Voraussetzungen, daß Zeitangaben sowie Angaben über die Gestalt von bewegten Körpern eine vom Bewegungszustande des benutzten Koordinatensystems unabhängige Bedeutung haben. Man überzeugt sich aber, daß man zu einer Definition der Zeit und der Gestalt bewegter Körper der Einführung von Uhren bedarf, welche relativ zu dem benutzten Koordinatensystem ruhen. Man muß deshalb jene Begriffe für jedes Koordinatensystem besonders festlegen, und es ist nicht selbstverständlich, daß diese Definitionen für zwei relativ zueinander bewegte Koordinatensysteme K und K' zu gleichen Zeitwerten t und t' für die einzelnen Ereignisse führen; ebensowenig läßt sich a priori sagen, daß jegliche Aussage über die Gestalt von Körpern, welche in bezug auf das Koordinatensystem K gilt, auch in bezug auf das relativ zu K bewegte Koordinatensystem K' gelte.

Daraus geht hervor, daß die bisher gebräuch-

lichen Transformationsgleichungen für den Übergang von einem Koordinatensystem zu einem relativ zu ihm gleichförmig bewegten Koordinatensystem auf willkürlichen Annahmen beruhen. Läßt man diese fallen, so zeigt sich, daß man das Fundament der Lorentzschen Theorie bzw. allgemeiner das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit mit dem Relativitätsprinzip in Einklang bringen kann. Man gelangt so zu neuen, durch die beiden Prinzipe eindeutig bestimmten Gleichungen der Koordinatentransformation, welche bei passender Wahl der Anfangspunkte von Koordinaten und Zeiten dadurch charakterisiert sind, daß durch sie die Gleichung

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2$$

zu einer Identität wird. Hierbei bedeutet c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, x, y, z sind Raum-Zeit-Koordinaten in bezug auf K, x', y', z', t' in bezug auf K'.

Dieser Weg führt zu der sogenannten Relativitätstheorie, von deren Konsequenzen ich hier nur eine einzige anführen möchte, weil sie eine gewisse Modifikation der Grundanschauungen auf dem Gebiete der Physik mit sich bringt. Es zeigt sich nämlich, daß die träge Masse eines Körpers um L/c^2 abnimmt, wenn derselbe die Strahlungsenergie L emittiert. Man kann dazu auf folgendem Wege gelangen.

Wir betrachten einen unbewegten, frei schwebenden Körper, welcher nach zwei entgegengesetzten Richtungen die gleiche Energiemenge in Form von Strahlung aussendet. Dabei bleibt der Körper in Ruhe. Bezeichnen wir mit E_0 die Energie des Körpers vor der Emission, mit E_1 dessen Energie nach der Emission, mit L die Menge der emittierten Strahlung, so hat man nach dem Energieprinzip

$$E_0 = E_1 + L.$$

Wir betrachten nun den Körper sowie die von demselben emittierte Strahlung von einem Koordinatensystem aus, relativ zu welchem sich der Körper mit der Geschwindigkeit v bewegt. Es liefert dann die Relativitätstheorie die Mittel, um die Energie der ausgesandten Strahlung bezüglich des neuen Koordinatensystems zu berechnen. Man erhält hierfür den Wert

$$L' = L \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Da in bezug auf das neue Koordinatensystem ebenfalls das Prinzip von der Erhaltung der Energie gelten muß, erhält man in analoger Bezeichnungsweise

$$E'_0 = E'_1 + L \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Durch Subtraktion erhält man unter Weglassung der Glieder, welche in v/c von vierter und höherer Ordnung sind:

$$(E'_0 - E_0) = (E'_1 - E_1) + \frac{1}{2} \frac{L}{c^2} v^2.$$

Nun ist aber $E'_0 - E_0$ nichts anderes als die kinetische Energie des Körpers vor der Lichtaussendung, $E'_1 - E_1$ nichts anderes als dessen kinetische Energie nach der Lichtaussendung. Nennt man M_0 die Masse des Körpers vor der Aussendung, M_1 dessen Masse nach der Lichtaussendung, so kann man unter Vernachlässigung der Glieder höheren als zweiten Grades setzen:

$$\frac{1}{2} M_0 v^2 = \frac{1}{2} M_1 v^2 + \frac{1}{2} \frac{L}{c^2} v^2$$

oder

$$M_0 = M_1 + \frac{L}{c^2}.$$

Es vermindert sich also die träge Masse eines Körpers bei Lichtaussendung. Die abgegebene Energie figuriert als Teil der Masse des Körpers. Man kann hieraus weiter schließen, daß jegliche Energieaufnahme bzw. -abgabe eine Zu- bzw. Abnahme der Masse des betreffenden Körpers mit sich bringt. Es erscheinen Energie und Masse ebenso als äquivalente Größen wie Wärme und mechanische Energie.

Die Relativitätstheorie hat also unsere Anschauungen über die Natur des Lichtes insofern geändert, als sie das Licht nicht als Folge von Zuständen eines hypothetischen Mediums auffaßt, sondern als etwas wie die Materie selbständig Bestehendes. Es hat ferner nach dieser Theorie mit einer Korpuskulartheorie des Lichtes das Merkmal gemeinsam, träge Masse vom emittierenden zum absorbierenden Körper zu übertragen. An unserer Auffassung von der Struktur der Strahlung, insbesondere von der Verteilung der Energie in dem durchstrahlten Raume änderte die Relativitätstheorie nichts. Es ist jedoch meine Meinung, daß wir in bezug auf diese Seite der Frage am Anfange einer noch nicht übersehbaren, jedoch zweifellos höchst bedeutsamen Entwicklung stehen. Was ich im folgenden vorbringen werde, ist großenteils bloße persönliche Meinung bzw. Ergebnis von Überlegungen, welche eine genügende Nachprüfung durch andere noch nicht erfahren haben. Wenn ich dieselben trotzdem hier vorbringe, so ist dies nicht auf übermäßiges Vertrauen in die eigenen Ansichten zurückzuführen, sondern auf die Hoffnung, den einen oder anderen von Ihnen dazu veranlassen zu können, sich mit den in Betracht kommenden Fragen abzugeben.

Auch ohne tiefer in irgendwelche theoretische Betrachtung einzugehen, bemerkt man, daß unsere Lichttheorie gewisse fundamentale Eigenschaften der Lichtphänomene nicht zu er-

klären vermag. Warum hängt es nur von der Farbe, nicht aber von der Intensität des Lichtes ab, ob eine bestimmte photochemische Reaktion eintritt oder nicht? Warum sind die kurzwelligen Strahlen im allgemeinen chemisch wirksamer als die langwelligen? Warum ist die Geschwindigkeit der lichtelektrisch erzeugten Kathodenstrahlen von der Intensität des Lichtes unabhängig? Warum bedarf es hoher Temperaturen, also hoher Molekularenergien, damit die durch die Körper emittierte Strahlung kurzwellige Bestandteile enthalte?

Auf alle diese Fragen gibt die Undulationstheorie in ihrer heutigen Fassung keine Antwort. Insbesondere ist es durchaus nicht begreiflich, warum die lichtelektrisch oder durch Röntgenstrahlen erzeugten Kathodenstrahlen eine so bedeutende, von der Strahlintensität unabhängige Geschwindigkeit erlangen. Das Auftreten so großer Energiemengen an einem molekularen Gebilde unter dem Einfluß einer Quelle, in welcher die Energie so wenig dicht verteilt ist, wie wir dies bei der Licht- und Röntgenstrahlung nach der Undulationstheorie voraussetzen müssen, veranlaßte tüchtige Physiker dazu, ihre Zuflucht zu einer recht fernliegenden Hypothese zu nehmen. Sie nahmen an, daß das Licht bei dem Vorgang lediglich eine auslösende Rolle spiele, die zum Vorschein kommenden Molekularenergien aber radioaktiver Natur seien. Weil diese Hypothese bereits wieder so ziemlich verlassen ist, will ich gegen sie keine Gründe vorbringen.

Die Grundeigenschaft der Undulationstheorie, welche diese Schwierigkeiten mit sich bringt, scheint mir im folgenden zu liegen. Während in der kinetischen Molekulartheorie zu jedem Vorgang, bei welchem nur wenige Elementarteilchen beteiligt sind, z. B. zu jedem molekularen Zusammenstoß, der inverse Vorgang existiert, ist dies nach der Undulationstheorie bei den elementaren Strahlungsvorgängen nicht der Fall. Ein oszillierendes Ion erzeugt nach der uns geläufigen Theorie eine nach außen sich fortpflanzende Kugelwelle. Der umgekehrte Prozeß existiert als Elementarprozeß nicht. Die nach innen fortschreitende Kugelwelle ist nämlich zwar mathematisch möglich; aber es bedarf zu deren angenäherter Realisierung einer ungeheuren Menge von emittierenden Elementargebilden. Dem Elementarprozeß der Lichtemission als solchem kommt also der Charakter der Umkehrbarkeit nicht zu. Hierin trifft, glaube ich, unsere Undulationstheorie nicht das Richtige. Es scheint, daß in bezug auf diesen Punkt die Emissionstheorie des Lichtes von Newton mehr Wahres enthält als die Undulationstheorie, da nach ersterer die Energie, welche einem Lichtteilchen bei der Aussendung verliehen wird, nicht über den unendlichen Raum zerstreut wird, sondern für einen Elementarprozeß der Absorption disponibel bleibt. Man denke an die Gesetze der Erzeugung der sekundären Kathodenstrahlung durch Röntgenstrahlen.

Fallen primäre Kathodenstrahlen auf eine Metallplatte P_1, so erzeugen sie Röntgenstrahlen. Fallen diese auf eine zweite Metallplatte P_2, so werden wieder Kathodenstrahlen erzeugt, deren Geschwindigkeit von derselben Größenordnung ist wie die Geschwindigkeit der primären Kathodenstrahlen. Die Geschwindigkeit der sekundären Kathodenstrahlen hängt, soviel wir heute wissen, weder vom Abstand der Platten P_1 und P_2 noch von der Intensität der primären Kathodenstrahlen, sondern ausschließlich von der Geschwindigkeit der primären Kathodenstrahlen ab. Nehmen wir einmal an, dies sei streng richtig. Was wird geschehen, wenn wir die Intensität der primären Kathodenstrahlen oder die Größe der Platte P_1, auf die sie fallen, derart abnehmen lassen, daß man das Auftreffen eines Elektrons der primären Kathodenstrahlen als einen isolierten Prozeß auffassen kann? Wenn das Vorhergehende wirklich richtig ist, so werden wir wegen der Unabhängigkeit der Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen von der Intensität der primären Kathodenstrahlen anzunehmen haben, daß an P_2 (infolge des Auftreffens jenes Elektrons auf P_1) entweder gar nichts erzeugt wird, oder aber an P_2 eine sekundäre Emission eines Elektrons erfolgt mit einer Geschwindigkeit, die von derselben Größenordnung ist, wie diejenige des auf P_1 auffallenden Elektrons gewesen ist. Mit anderen Worten, der elementare Strahlungsprozeß scheint derart zu verlaufen, daß er nicht, wie die Undulationstheorie verlangt, die Energie des primären Elektrons durch eine nach allen Seiten sich fortpflanzende Kugelwelle verteilt und zerstreut. Sondern es scheint wenigstens ein großer Teil dieser Energie an irgendeiner Stelle von P_2 oder anderswo disponibel zu sein. Der Elementarvorgang der Strahlungsemission scheint gerichtet zu sein. Es macht ferner den Eindruck, daß der Prozeß der Erzeugung des Röntgenstrahles in P_1 und die Erzeugung des sekundären Kathodenstrahles in P_2 im wesentlichen inverse Prozesse seien.

Die Konstitution der Strahlung scheint also eine andere zu sein, als unsere Undulationstheorie folgern läßt. Wichtige Anhaltspunkte hierüber hat die Theorie der Temperaturstrahlung geliefert, und zwar zuerst und in erster Linie diejenige Theorie, durch welche Herr Planck seine Strahlungsformel begründet hat. Da ich diese Theorie wohl nicht als allgemein bekannt voraussetzen darf, will ich das Notwendigste über dieselbe kurz angeben.

Im Innern eines Hohlraumes von der Temperatur T befindet sich Strahlung von bestimmter,

von der Natur des Körpers unabhängiger Zusammensetzung. Pro Volumeneinheit ist in dem Hohlraum die Strahlungsmenge $\varrho d\nu$ vorhanden, deren Frequenz zwischen ν und $\nu + d\nu$ liegt. Das Problem besteht darin, daß ϱ in Funktion von ν und T gesucht wird. Befindet sich in dem Hohlraum ein elektrischer Resonator von der Eigenfrequenz ν_0 und geringer Dämpfung, so erlaubt die elektromagnetische Theorie der Strahlung, das zeitliche Mittel der Energie ($\overline{E}$) des Resonators in Funktion von $\varrho(\nu_0)$ zu berechnen. Das Problem ist dadurch auf dasjenige reduziert, $\overline{E}$ in Funktion der Temperatur zu ermitteln. Das letztere Problem läßt sich aber wieder auf das folgende reduzieren. Es seien in dem Hohlraum sehr viele (N) Resonatoren von der Frequenz ν_0 vorhanden. Wie hängt die Entropie dieses Resonatorensystems von dessen Energie ab?

Um diese Frage zu lösen, wendet Herr Planck die allgemeine Beziehung zwischen Entropie und Zustandswahrscheinlichkeit an, wie sie von Boltzmann aus seinen gastheoretischen Untersuchungen gefolgert worden ist. Es ist allgemein

$$\text{Entropie} = k \cdot \log W,$$

wobei k eine universelle Konstante und W die Wahrscheinlichkeit des ins Auge gefaßten Zustandes bedeutet. Diese Wahrscheinlichkeit wird gemessen durch die „Anzahl der Komplexionen", eine Zahl, die angibt, auf wie viele verschiedene Weisen der ins Auge gefaßte Zustand sich realisieren läßt. Im Falle der obigen Fragestellung ist der Zustand des Resonatorensystems durch die Gesamtenergie desselben definiert, so daß die zu lösende Frage lautet: Auf wie viele verschiedene Arten kann die gegebene Gesamtenergie unter die N Resonatoren verteilt werden? Um dies zu finden, teilt Herr Planck die gesamte Energie in gleiche Teilchen von bestimmter Größe ε. Ein Komplexion wird dadurch bestimmt, daß angegeben wird, wie viele Teilchen ε auf jeden Resonator entfallen. Die Anzahl solcher Komplexionen, welche die gegebene Gesamtenergie ergeben, wird bestimmt und gleich W gesetzt.

Herr Planck folgert dann weiter aus dem auf thermodynamischer Grundlage ableitbaren Wienschen Verschiebungsgesetz, daß $\varepsilon = h\nu$ gesetzt werden müsse, wobei h eine von ν unabhängige Zahl bedeutet. Er findet so seine mit aller bisherigen Erfahrung übereinstimmende Strahlungsformel

$$\varrho = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

Es könnte scheinen, daß gemäß dieser Ableitung die Plancksche Strahlungsformel als eine Konsequenz der heutigen elektromagnetischen Theorie der Strahlung anzusehen sei. Dies ist jedoch insbesondere aus folgendem Grunde nicht der Fall. Man könnte die Anzahl der Komplexionen, von welcher soeben die Rede war, nur dann als einen Ausdruck für die Mannigfaltigkeit der Verteilungsmöglichkeiten für die Gesamtenergie unter die N Resonatoren ansehen, wenn jede denkbare Verteilung der Energie wenigstens mit gewisser Annäherung unter den zur Berechnung von W benutzten Komplexionen vorkäme. Hierfür ist notwendig, daß für alle ν, denen eine merkbare Energiedichte ϱ entspricht, das Energiequantum ε klein sei gegenüber der mittleren Resonatorenergie $\overline{E}$. Nun findet man aber durch einfache Rechnung, daß $\varepsilon/\overline{E}$ für die Wellenlänge 0,5 μ und eine absolute Temperatur $T = 1700$ nicht nur nicht klein gegen 1, sondern sogar sehr groß gegen 1 ist. Es hat den Wert etwa $6{,}5 \cdot 10^7$. Es wird also bei dem gegebenen Zahlenbeispiel bei der Zählung der Komplexionen so verfahren, wie wenn die Energie des Resonators nur den Wert Null, das $6{,}5 \cdot 10^7$fache seines mittleren Energiewertes oder ein Vielfaches davon anzunehmen vermöchte. Es ist klar, daß bei dieser Art des Vorgehens nur ein ganz verschwindend kleiner Teil derjenigen Verteilungen der Energie, welche wir nach den Grundlagen der Theorie als möglich ansehen müssen, zur Berechnung der Entropie herangezogen wird. Die Anzahl dieser Komplexionen ist also nach den Grundlagen der Theorie kein Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit des Zustandes im Boltzmannschen Sinne. Die Plancksche Theorie annehmen heißt nach meiner Meinung geradezu die Grundlagen unserer Strahlungstheorie verwerfen.

Daß unsere jetzigen Grundlagen der Strahlungstheorie verlassen werden müssen, habe ich schon vorher zu zeigen versucht. Jedenfalls kann man nicht daran denken, die Plancksche Theorie zu refüsieren, weil sie zu jenen Grundlagen nicht paßt. Diese Theorie hat zu einer Bestimmung der Elementarquanta geführt, welche durch die neuesten Messungen dieser Größen auf Grund der Zählung der α-Teilchen glänzend bestätigt worden ist. Für das Elementarquantum der Elektrizität erhielten Rutherford und Geiger im Mittel den Wert $4{,}65 \cdot 10^{-10}$, Regener $4{,}79 \cdot 10^{-10}$, während Herr Planck mit Hilfe seiner Strahlungstheorie aus den Konstanten der Strahlungsformel den dazwischen liegenden Wert $4{,}69 \cdot 10^{-10}$ ermittelte.

Die Plancksche Theorie führt auf folgende Vermutung. Wenn es wirklich wahr ist, daß ein Strahlungsresonator nur solche Energiewerte aufzunehmen vermag, welche Vielfache von $h\nu$ sind, so liegt die Annahme nahe, daß Emission und Absorption von Strahlung überhaupt

nur in Quanten von dieser Energiegröße stattfindet. Auf Grund dieser Hypothese, der Lichtquantenhypothese, kann man die oben aufgeworfenen, die Absorption und Emission von Strahlung betreffenden Fragen beantworten. Soweit unsere Kenntnisse reichen, werden auch die Folgerungen quantitativen Inhaltes dieser Lichtquantenhypothese bestätigt. Es erhebt sich nun folgende Frage. Wäre es nicht denkbar, daß zwar die von Planck gegebene Strahlungsformel richtig wäre, daß aber eine Ableitung derselben gegeben werden könnte, die nicht auf einer so ungeheuerlich erscheinenden Annahme beruht wie die Plancksche Theorie? Wäre es nicht möglich, die Lichtquantenhypothese durch eine andere Annahme zu ersetzen, mit welcher man ebenso den bekannten Erscheinungen gerecht werden könnte? Wenn es nötig ist, die Elemente der Theorie zu modifizieren, könnte man nicht wenigstens die Gleichungen der Ausbreitung der Strahlung beibehalten und nur die Elementarvorgänge der Emission und Absorption anders auffassen als bisher?

Um uns hierüber klar zu werden, wollen wir versuchen, in umgekehrter Richtung vorzugehen wie Herr Planck in seiner Strahlungstheorie. Wir sehen die Plancksche Strahlungsformel als richtig an und fragen uns, ob aus ihr etwas gefolgert werden kann bezüglich der Konstitution der Strahlung. Von zwei Betrachtungen, die ich in diesem Sinne ausgeführt habe, will ich Ihnen nur eine hier skizzieren, die mir wegen ihrer Anschaulichkeit besonders überzeugend erscheint.

In einem Hohlraume befinde sich ein ideales Gas sowie eine Platte aus fester Substanz, welche lediglich senkrecht zu ihrer Ebene frei beweglich sei. Infolge der Unregelmäßigkeit der Zusammenstöße zwischen Gasmolekülen und Platte wird letztere in Bewegung geraten, und zwar derart, daß ihre mittlere kinetische Energie gleich ist dem dritten Teil der mittleren kinetischen Energie eines einatomigen Gasmoleküls. Es ist dies eine Folgerung aus der statistischen Mechanik. Wir nehmen nun an, daß außer dem Gas, welches wir uns als aus wenigen Molekülen bestehend denken können, in dem Hohlraume Strahlung vorhanden ist, und zwar sei diese Strahlung sogenannte Temperaturstrahlung von der nämlichen Temperatur wie das Gas. Dies wird der Fall sein, wenn die Wände des Hohlraumes die bestimmte Temperatur T besitzen, für Strahlung nicht durchlässig und gegen den Hohlraum hin nicht überall vollkommen reflektierend sind. Wir nehmen ferner vorläufig an, daß unsere Platte auf beiden Seiten vollkommen reflektierend sei. Bei dieser Sachlage wird nicht nur das Gas, sondern auch die Strahlung auf die Platte einwirken. Die Strahlung wird nämlich auf beide Seiten der Platte einen Druck ausüben. Die auf die beiden Seiten wirkenden Druckkräfte sind einander gleich, wenn die Platte ruht. Ist sie aber bewegt, so wird an der bei der Bewegung vorangehenden Fläche (Vorderfläche) mehr Strahlung reflektiert als an der Rückfläche. Die auf die Vorderfläche nach rückwärts wirkende Druckkraft ist also größer als die auf die Rückfläche wirkende Druckkraft. Es bleibt also als Resultierende der beiden eine Kraft übrig, welche der Bewegung der Platte entgegenwirkt und mit der Geschwindigkeit der Platte wächst. Wir wollen diese Resultierende kurz „Strahlungsreibung" nennen.

Nehmen wir nun für einen Augenblick an, wir hätten damit die ganze mechanische Einwirkung der Strahlung auf die Platte berücksichtigt, so gelangen wir zu folgender Auffassung. Durch Zusammenstöße mit Gasmolekülen werden der Platte in unregelmäßigen Intervallen Impulse unregelmäßiger Richtung erteilt. Die Geschwindigkeit der Platte zwischen zwei solchen Stößen nimmt infolge der Strahlungsreibung stets ab, wobei kinetische Energie der Platte in Strahlungsenergie verwandelt wird. Die Konsequenz wäre die, daß unausgesetzt Energie der Gasmoleküle durch die Platte in Energie der Strahlung verwandelt wird, so lange, bis alle vorhandene Energie in Energie der Strahlung übergegangen ist. Es gäbe also kein Temperaturgleichgewicht zwischen Gas und Strahlung.

Diese Betrachtung ist deshalb fehlerhaft, weil man die von der Strahlung auf die Platte ausgeübten Druckkräfte ebensowenig als zeitlich konstant und als frei von unregelmäßigen Schwankungen ansehen darf wie die vom Gase auf die Platte ausgeübten Druckkräfte. Jene Schwankungen der Druckkräfte der Strahlung müssen nun, damit thermisches Gleichgewicht möglich sei, so beschaffen sein, daß sie im Mittel die Geschwindigkeitsverluste der Platte durch Strahlungsreibung kompensieren, wobei die mittlere kinetische Energie der Platte gleich ist dem dritten Teil der mittleren kinetischen Energie eines einatomigen Gasmoleküls. Wenn das Strahlungsgesetz bekannt ist, so kann man die Strahlungsreibung berechnen, und hieraus die mittlere Größe der Impulse, welche die Platte infolge der Schwankungen des Strahlungsdruckes erhalten muß, damit statistisches Gleichgewicht bestehen könne.

Noch interessanter wird die Betrachtung dadurch, daß man die Platte so wählt, daß sie nur Strahlung von dem Frequenzbereich $d\nu$ vollkommen reflektiert, Strahlung anderer Frequenz aber ohne Absorption durchläßt; man erhält dann die Schwankungen des Strahlungsdruckes der Strahlung vom Frequenzbereich $d\nu$,

Für diesen Fall will ich nun das Resultat der Rechnung angeben. Bezeichnet man mit Δ die Bewegungsgröße, welche in der Zeit τ infolge der unregelmäßigen Schwankungen des Strahlungsdruckes auf die Platte übertragen wird, so erhält man für den Mittelwert des Quadrates von Δ den Ausdruck:

$$\overline{\Delta^2} = \frac{1}{c}\left[h\varrho\nu + \frac{c^3}{8\pi}\frac{\varrho^2}{\nu^2}\right] d\nu f \tau .$$

Zunächst fällt die Einfachheit dieses Ausdruckes auf; es dürfte keine mit der Erfahrung innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler übereinstimmende Strahlungsformel geben, welche einen so einfachen Ausdruck für die statistischen Eigenschaften des Strahlungsdruckes liefert wie die Plancksche.

Zur Interpretation ist zunächst zu bemerken, daß der Ausdruck für das mittlere Schwankungsquadrat eine Summe von zwei Termen ist. Es ist also so, wie wenn zwei voneinander unabhängige verschiedene Ursachen vorhanden wären, welche ein Schwanken des Strahlungsdruckes verursachen. Daraus, daß $\overline{\Delta^2}$ proportional f ist, schließt man, daß die Druckschwankungen für nebeneinander liegende Teile der Platte, deren Linearabmessungen groß sind gegen die Wellenlänge der Reflexionsfrequenz, voneinander unabhängige Ereignisse sind.

Die Undulationstheorie liefert nun nur für das zweite Glied des für $\overline{\Delta^2}$ gefundenen Ausdruckes eine Erklärung. Nach der Undulationstheorie müssen nämlich Strahlenbündel von wenig verschiedener Richtung, wenig verschiedener Frequenz und wenig verschiedenem Polarisationszustand miteinander interferieren, und es muß der Gesamtheit dieser in ungeordnetster Weise eintretenden Interferenzen ein Schwanken des Strahlungsdruckes entsprechen. Daß diese Schwankung durch einen Ausdruck von der Gestalt des zweiten Gliedes unserer Formel sein muß, läßt sich durch eine einfache Dimensionalbetrachtung einsehen. Man sieht, daß die Undulationsstruktur der Strahlung in der Tat zu den aus ihr zu erwartenden Schwankungen des Strahlungsdruckes Veranlassung gibt.

Wie ist aber das erste Glied der Formel zu erklären? Dieses ist keineswegs zu vernachlässigen, sondern ist im Gültigkeitsbereich des sogenannten Wienschen Strahlungsgesetzes sozusagen allein maßgebend. So ist für $\lambda = 0{,}5\,\mu$ und $T = 1700$ dieses Glied etwa $6{,}5 \cdot 10^7$ mal größer als das zweite. Bestände die Strahlung aus sehr wenig ausgedehnten Komplexen von der Energie $h\nu$, welche sich unabhängig voneinander durch den Raum bewegen und unabhängig voneinander reflektiert werden — eine Vorstellung, welche die roheste Veranschaulichung der Lichtquantenhypothese darstellt —, so würden infolge Schwankungen des Strahlungsdruckes derartige Impulse auf unsere Platte wirken, wie sie durch das erste Glied unserer Formel allein dargestellt werden.

Nach meiner Meinung muß also aus obiger Formel, welche ihrerseits eine Konsequenz aus der Planckschen Strahlungsformel ist, folgendes geschlossen werden. Außer den räumlichen Ungleichmäßigkeiten in der Verteilung der Bewegungsgröße der Strahlung, die aus der Undulationstheorie hervorgehen, sind noch andere Ungleichmäßigkeiten in der räumlichen Verteilung der Bewegungsgröße vorhanden, welche bei geringer Energiedichte der Strahlung die erstgenannten Ungleichmäßigkeiten an Einfluß weit überragen. Ich füge hinzu, daß eine andere Betrachtung bezüglich der räumlichen Verteilung der Energie ganz entsprechende Resultate liefert, wie die im vorstehenden angedeutete bezüglich der räumlichen Verteilung der Bewegungsgröße.

Soviel mir bekannt ist, ist die Aufstellung einer mathematischen Theorie der Strahlung, welche der Undulationsstruktur und der aus dem ersten Glied der obigen Formel zu folgernden Struktur (Quantenstruktur) zusammen gerecht wird, noch nicht gelungen. Die Schwierigkeit liegt hauptsächlich darin, daß die Schwankungseigenschaften der Strahlung, wie sie durch obige Formel ausgedrückt werden, wenig formale Anhaltspunkte für die Aufstellung einer Theorie bieten. Man denke sich, es wären die Beugungs- und Interferenzerscheinungen noch unbekannt, aber man wüßte, daß die mittlere Größe der unregelmäßigen Schwankungen des Strahlungsdruckes durch das zweite Glied der obigen Gleichung bestimmt sei, wobei ν ein die Farbe bestimmender Parameter unbekannter Bedeutung ist. Wer hätte genug Phantasie, um auf dieser Grundlage die Undulationstheorie des Lichtes aufzubauen?

Immerhin erscheint mir vorderhand die Auffassung die natürlichste, daß das Auftreten der elektromagnetischen Felder des Lichtes ebenso an singuläre Punkte gebunden sei wie das Auftreten elektrostatischer Felder nach der Elektronentheorie. Es ist nicht ausgeschlossen, daß in einer solchen Theorie die ganze Energie des elektromagnetischen Feldes als in diesen Singularitäten lokalisiert angesehen werden könnte, ganz wie bei der alten Fernwirkungstheorie. Ich denke mir etwa jeden solchen singulären Punkt von einem Kraftfeld umgeben, das im wesentlichen den Charakter einer ebenen Welle besitzt, und dessen Amplitude mit der Entfernung vom singulären Punkte abnimmt. Sind solcher Singularitäten viele in Abständen vorhanden, die klein sind gegenüber den Abmessungen des Kraftfeldes eines singulären Punktes, so werden die Kraftfelder sich über-

einanderlagern und in ihrer Gesamtheit ein undulatorisches Kraftfeld ergeben, das sich von einem undulatorischen Felde im Sinne der gegenwärtigen elektromagnetischen Lichttheorie vielleicht nur wenig unterscheidet. Daß einem derartigen Bilde, solange dasselbe nicht zu einer exakten Theorie führt, kein Wert beizumessen ist, braucht wohl nicht besonders hervorgehoben zu werden. Ich wollte durch dasselbe nur kurz veranschaulichen, daß die beiden Struktureigenschaften (Undulationsstruktur und Quantenstruktur), welche gemäß der Planckschen Formel beide der Strahlung zukommen sollen, nicht als miteinander unvereinbar anzusehen sind.

(Eingegangen 14. Oktober 1909.)

Diskussion.

Planck: Wenn ich mir erlaube, einige Worte zu dem Vortrage zu bemerken, so kann ich mich zunächst nur dem Danke der ganzen Versammlung anschließen, welche mit größtem Interesse das, was Herr Einstein vorgebracht hat, angehört hat und auch da, wo vielleicht ein Widerspruch auftauchte, zu weiterem Nachdenken angeregt wurde. Ich werde mich naturgemäß auf das beschränken, worin ich anderer Meinung bin als der Vortragende. Das meiste, was der Vortragende ausgeführt hat, wird ja nicht auf Widerspruch stoßen. Auch ich betone die Notwendigkeit der Einfuhrung von gewissen Quanten. Wir kommen mit der ganzen Strahlungstheorie nicht weiter, ohne daß wir die Energie in gewissem Sinne in Quanten teilen, die als Wirkungsatome zu denken sind. Es fragt sich nun, wo man diese Quanten suchen soll. Nach den letzten Ausfuhrungen von Herrn Einstein wäre es notwendig, die freie Strahlung im Vakuum, also die Lichtwellen selber, als atomistisch konstituiert anzunehmen, mithin die Maxwellschen Gleichungen aufzugeben. Das scheint mir ein Schritt, der in meiner Auffassung noch nicht als notwendig geboten ist. Ich will nicht ins einzelne eingehen, sondern nur folgendes bemerken. In der letzten Betrachtung des Herrn Einstein wird von der Bewegung der Materie auf die Schwankungen der freien Strahlung im reinen Vakuum geschlossen. Dieser Schluß scheint mir nur dann ganz einwurfsfrei, wenn man die Wechselwirkungen zwischen der Strahlung im Vakuum und der Bewegung der Materie vollständig kennt; wenn das nicht der Fall ist, fehlt die Brücke, die notwendig ist, um von der Bewegung des Spiegels auf die Intensität der auffallenden Strahlung überzugehen. Nun scheint mir diese Wechselwirkung zwischen freier elektrischer Energie im Vakuum und der Bewegung der Atome der Materie doch sehr wenig bekannt zu sein. Sie beruht im wesentlichen auf Emission und Absorption des Lichtes. Auch der Strahlungsdruck besteht im wesentlichen darin, wenigstens nach der allgemein als gültig angenommenen Dispersionstheorie, welche auch die Reflexion auf Absorption und Emission zurückführt. Nun ist gerade die Emission und die Absorption der dunkle Punkt, über den wir sehr wenig wissen. Über die Absorption wissen wir vielleicht noch eher etwas, aber wie steht es mit der Emission? Man stellt sie sich vor als hervorgebracht durch Beschleunigung von Elektronen. Aber dieser Punkt ist der schwächste der ganzen Elektronentheorie. Man stellt sich vor, das Elektron besitzt ein bestimmtes Volumen und eine bestimmte endliche Ladungsdichte, sei es räumliche oder flächenhafte Ladung, ohne das kommt man nicht aus; das widerspricht aber wieder im gewissen Sinne der atomistischen Auffassung der Elektrizität. Das sind nicht Unmöglichkeiten, aber Schwierigkeiten, und ich wundere mich fast, daß sich nicht mehr Widerspruch dagegen erhoben hat.

An diesem Punkt kann, glaube ich, mit Nutzen die Quantentheorie einsetzen. Wir können nur für große Zeiten die Gesetze aussprechen. Aber für kleine Zeiten und für große Beschleunigungen steht man einstweilen noch vor einer Lücke, deren Ausfüllung neue Hypothesen erfordert. Vielleicht darf man annehmen, daß ein schwingender Resonator nicht eine stetig veränderliche Energie besitzt, sondern daß seine Energie ein einfaches Vielfaches eines Elementarquantums ist. Ich glaube, wenn man diesen Satz benutzt, kann man zu einer befriedigenden Strahlungstheorie kommen. Nun ist die Frage immer: wie stellt man sich so etwas vor? Daß heißt, man verlangt ein mechanisches oder elektrodynamisches Modell eines solchen Resonators. Aber in der Mechanik und in der jetzigen Elektrodynamik haben wir keine diskreten Wirkungselemente und daher können wir auch ein mechanisches oder elektrodynamisches Modell nicht herstellen. Mechanisch erscheint das also unmöglich und man wird sich daran gewöhnen müssen. Auch unsere Versuche, den Lichtäther mechanisch darzustellen, sind ja vollständig gescheitert. Auch den elektrischen Strom hat man sich mechanisch vorstellen wollen und hat an den Vergleich mit einer Wasserströmung gedacht, aber auch das hat man aufgeben müssen, und wie man sich hieran gewöhnt hat, wird man sich auch an einen solchen Resonator gewöhnen müssen. Selbstverständlich müßte diese Theorie noch viel weiter im einzelnen ausgearbeitet werden als bisher geschehen; vielleicht ist da ein anderer glücklicher als ich. Jedenfalls meine ich, man müßte zunächst versuchen, die ganze Schwierigkeit der Quantentheorie zu verlegen in das Gebiet der Wechselwirkung

zwischen der Materie und der strahlenden Energie; die Vorgänge im reinen Vakuum könnte man dann vorläufig noch mit den Maxwellschen Gleichungen erklären.

H. Ziegler: Wenn man sich die Uratome der Materie als unsichtbare Kügelchen vorstellt, welche unveränderliche Lichtgeschwindigkeit besitzen, so lassen sich alle Wechselwirkungen von körperlichen Zuständen und elektromagnetischen Erscheinungen darstellen und damit wäre auch die von Herrn Planck noch vermißte Brücke zwischen Materiellem und Nichtmateriellem geschlagen.

Stark: Herr Planck hat darauf hingewiesen, daß wir vorläufig keinen Anlaß haben, zu der Einsteinschen Konsequenz überzugehen, die Strahlung im Raume, wo sie losgelöst von Materie auftritt, als konzentriert anzusehen. Ursprünglich war ich auch der Ansicht, daß man sich vorderhand darauf beschränken könnte, das Elementargesetz zurückzuführen auf eine bestimmte Wirkungsweise der Resonatoren. Aber ich glaube doch, daß es eine Erscheinung gibt, die dazu führt, die elektromagnetische Strahlung losgelöst von Materie, im Raum als konzentriert sich vorstellen zu müssen. Das ist nämlich die Erscheinung, daß die elektromagnetische Strahlung, die von einer Röntgenröhre in den umgebenden Raum weggeht, selbst in großen Distanzen, bis zu 10 m, noch konzentriert zur Wirkung kommen kann an einem einzelnen Elektron. Ich glaube, daß diese Erscheinung doch ein Anlaß ist, die Frage ins Auge zu fassen, ob die elektromagnetische Strahlungsenergie nicht als konzentriert aufzufassen ist, auch da, wo sie losgelöst von Materie auftritt.

Rubens: Aus der von Herrn Einstein vertretenen Anschauung würde sich eine praktische Folgerung ergeben, die sich experimentell prüfen läßt. Bekanntlich rufen nicht nur die α-Strahlen, sondern auch die β-Strahlen eine szintillierende Leuchtwirkung auf dem Fluoreszenzschirm hervor. Nach der entwickelten Anschauung müßte sich das gleiche auch für die γ-Strahlen und für die Röntgenstrahlung ergeben.

Planck: Mit den Röntgenstrahlen ist es eine eigene Sache; ich möchte da nicht zuviel behaupten. — Stark hat etwas für die Quantentheorie angeführt, ich will etwas dagegen anführen; das sind die Interferenzen bei den kolossalen Gangunterschieden von Hunderttausenden von Wellenlängen. Wenn ein Quantum mit sich interferiert, müßte es eine Ausdehnung von Hunderttausenden von Wellenlängen haben. Das ist auch eine gewisse Schwierigkeit.

Stark: Die Interferenzerscheinungen können der Quantenhypothese leicht entgegengestellt werden. Wenn man sie aber mit größerem Wohlwollen für die Quantenhypothese behandeln wird, so wird man auch eine Erklärung dafür gewinnen, das möchte ich als Hoffnung aussprechen. Was die experimentelle Seite betrifft, so muß doch betont werden, daß die Experimente, auf die Herr Planck angespielt hat, mit sehr dichter Strahlung angestellt sind, so daß sehr viele Quanten der gleichen Frequenz in dem Lichtbündel konzentriert waren; das muß bei der Behandlung jener Interferenzerscheinungen wohl berücksichtigt werden. Mit sehr dünner Strahlung würden die Interferenzerscheinungen wohl anders sein.

Einstein: Die Interferenzerscheinungen würden wohl nicht so schwierig einzureihen sein als man sich vorstellt, und zwar aus folgendem Grunde: man darf nicht annehmen, daß die Strahlungen bestehen aus Quanten, die nicht in Wechselwirkung stehen; das würde unmöglich sein für die Erklärung der Interferenzerscheinungen. Ich denke mir ein Quantum als eine Singularität umgeben von einem großen Vektorfeld. Durch eine große Zahl von Quanten läßt sich ein Vektorenfeld zusammensetzen, das sich wenig von einem solchen unterscheidet, wie wir es bei Strahlungen annehmen. Ich kann mir denken, daß bei Auftreffen von Strahlen an einer Grenzfläche durch Wirkung an der Grenzfläche Separierung der Quanten stattfindet, etwa je nach der Phase des resultierenden Feldes, bei welcher die Quanten die Trennungsfläche erreichen. Die Gleichungen für das resultierende Feld würden sich wenig von denjenigen der bisherigen Theorie unterscheiden. Es ist nicht gesagt, daß wir bezüglich der Interferenzerscheinungen viel zu ändern haben würden an den Auffassungen, wie sie jetzt vorhanden sind. Ich möchte das vergleichen mit dem Vorgange der Molekularisierung der Träger des elektrostatischen Feldes. Das Feld als hervorgebracht von atomisierten elektrischen Teilchen ist nicht sehr wesentlich von der früheren Auffassung unterschieden, und es ist nicht ausgeschlossen, daß in der Strahlungstheorie etwas Ähnliches statthaben wird. Ich sehe eine prinzipielle Schwierigkeit in den Interferenzerscheinungen nicht.

A. Sommerfeld (München), Über die Zusammensetzung der Geschwindigkeiten in der Relativtheorie.

Minkowski hat uns gelehrt, die Lorentz-Einsteinsche Transformation aufzufassen als „Raumzeitdrehung", d. h. als eine Transformation vom Charakter der gewöhnlichen Drehung, aber nicht im Raum xyz, sondern in der vierdimensionalen Mannigfaltigkeit der Größen

$xyzl$, wo $l = ict$ ebenfalls eine Länge, nämlich den mit der imaginären Einheit multiplizierten „Lichtweg" bedeutet. Führt das gestrichene Bezugssystem gegen das ungestrichene eine Translation von der gleichförmigen Geschwindigkeit v nach der x-Achse aus und bedeutet β das Geschwindigkeitsverhältnis v/c, so lauten die Transformationsgleichungen

$$\begin{aligned} x' &= x\cos\varphi + l\sin\varphi, \quad y' = y, \\ l' &= -x\sin\varphi + l\cos\varphi, \quad z' = z, \end{aligned} \tag{1}$$

und es besteht zwischen dem imaginären Drehwinkel φ und dem Geschwindigkeitsverhältnis β die Beziehung

$$\operatorname{tg}\varphi = i\beta, \quad \cos\varphi = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \sin\varphi = \frac{i\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{2}$$

Ich möchte an einigen Beispielen zeigen, wie nützlich diese Analogie (oder analytisch gesprochen, diese Identität) zwischen Raumzeitdrehungen und gewöhnlichen Raumdrehungen für die Kinematik der Relativtheorie ist.

Setzen wir zwei Drehungen von gleicher Achse, oder, wie wir lieber sagen wollen, von gleicher Drehebene zusammen, so addieren sich die Drehungswinkel, nicht ihre trigonometrischen Funktionen.

Dasselbe gilt von zwei Translationen gleicher Richtung x (zwei Raumzeitdrehungen in der gleichen Ebene xl); sind φ_1, φ_2 die (imaginären) Drehwinkel, φ der bei der Zusammensetzung resultierende Winkel, β_1, β_2, β; v_1, v_2, v die zugehörigen Geschwindigkeitsverhältnisse und Geschwindigkeiten, so wird

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$$

und daher

$$\beta = \frac{1}{i}\operatorname{tg}(\varphi_1 + \varphi_2) = \frac{1}{i}\,\frac{\operatorname{tg}\varphi_1 + \operatorname{tg}\varphi_2}{1 - \operatorname{tg}\varphi_1 \operatorname{tg}\varphi_2} = \frac{\beta_1 + \beta_2}{1 + \beta_1\beta_2}$$

oder auch

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + v_1 v_2/c^2}.$$

Dies ist das berühmte Additionstheorem der Geschwindigkeiten von Einstein; es verliert in der Minkowskischen Auffassung alles Befremdliche.

Zwei Drehungen gleicher Drehebene sind vertauschbar, d. h. ihr Ergebnis ist unabhängig von der Reihenfolge der Einzeloperationen. Dasselbe gilt von zwei Translationen gleicher Richtung; denn es ist $\varphi_1 + \varphi_2 = \varphi_2 + \varphi_1$. Zwei Drehungen in verschiedenen Ebenen dagegen sind es nicht, ebensowenig, wie zwei Translationen von verschiedener Richtung. Der Grund hierfür liegt offenbar darin, daß durch die erste Drehung die Ebene der zweiten Drehung im allgemeinen verlagert wird, nämlich immer dann, wenn die beiden Ebenen nicht zusammenfallen.

Führen wir z. B. eine erste Raumzeitdrehung in der xl-Ebene vom Drehwinkel φ_1 und relativ zu dem so bewegten System eine zweite Raumzeitdrehung in der yl-Ebene aus, deren Drehwinkel φ_2 vom bewegten System aus geschätzt wird, so ergibt sich nach dem Schema (1):

$$\begin{aligned} x_1 &= x\cos\varphi_1 + l\sin\varphi_1, \\ y_1 &= y, \\ l_1 &= -x\sin\varphi_1 + l\cos\varphi_1 \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} x_2 &= x_1 = x\cos\varphi_1 + l\sin\varphi_1 \\ y_2 &= y_1\cos\varphi_2 + l_1\sin\varphi_2 = -x\sin\varphi_1\sin\varphi_2 + y\cos\varphi_2 + l\cos\varphi_1\sin\varphi_2 \\ l_2 &= -y_1\sin\varphi_2 + l_1\cos\varphi_2 = -x\sin\varphi_1\cos\varphi_2 - y\sin\varphi_2 + l\cos\varphi_1\cos\varphi_2. \end{aligned}$$

Ein an der zusammengesetzten Bewegung φ_1, φ_2 teilnehmender Punkt $x_2 = \text{const}$, $y_2 = \text{const}$ beschreibt also im System xy eine Gerade, deren Richtung sich bestimmt aus:

$$\begin{aligned} 0 &= dx\cos\varphi_1 + dl\sin\varphi_1, \\ 0 &= -dx\sin\varphi_1\sin\varphi_2 + dy\cos\varphi_2 + dl\cos\varphi_1\sin\varphi_2, \end{aligned}$$

zu:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dx}{dl} &= -\operatorname{tg}\varphi_1, \\ \frac{dy}{dl} &= \operatorname{tg}\varphi_2\left(\frac{dx}{dl}\sin\varphi_1 - \cos\varphi_1\right) = -\frac{\operatorname{tg}\varphi_2}{\cos\varphi_1} \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

oder wegen (2):

$$\frac{1}{c}\frac{dx}{dt} = \beta_1, \quad \frac{1}{c}\frac{dy}{dt} = \beta_2\sqrt{1-\beta_1^2}. \tag{4a}$$

Dagegen ergibt sich bei umgekehrter Reihenfolge:

$$\frac{1}{c}\frac{dy}{dt} = \beta_2, \quad \frac{1}{c}\frac{dx}{dt} = \beta_1\sqrt{1-\beta_2^2}. \tag{4b}$$

Haben wir also in der Zeichenebene der Fig. 1 ein rechtwinkliges Lineal, dessen beide Schenkel

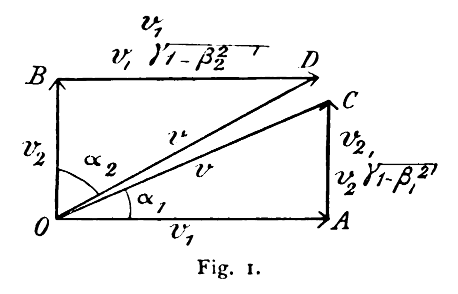


Fig. 1.

in der Anfangslage mit OA, OB zusammenfallen, und führen wir an dem Schenkel OB desselben einen Zeichenstift mit der Geschwindigkeit $v_2 = \beta_2 c$ entlang, während wir gleichzeitig das Lineal in der Richtung seines anderen Schenkels OA mit der Geschwindigkeit $v_1 = \beta_1 c$ verschieben, so beschreibt der Zeichenstift eine andere Bahn, als wenn wir ihn mit v_1 längs OA führen und das Lineal mit v_2 in der Richtung OB verschieben. Die Abweichung beider Bahnen in der Zeiteinheit (OC im ersten, OD im zweiten Falle) ist klein von der zweiten

Ordnung, wenn β_1, β_2 klein von der ersten Ordnung sind. Sie hat ihren Grund darin, daß im ersten Falle die Geschwindigkeit v_2 von dem bewegten System (Lineal) aus wegen des von der Bewegung abhängenden Zeitbegriffs anders geschätzt wird, wie von dem ruhenden System (Zeichenebene) aus; und entsprechend im zweiten Falle die Geschwindigkeit v_1. Genau denselben Tatbestand haben wir oben dahin ausgedrückt, daß im Raume der xyl durch Ausführung der einen Raumzeitdrehung die Ebene der anderen Raumzeitdrehung verlagert wird. In der Figur sind die Geschwindigkeiten AC, BD so gezeichnet, wie sie von der ruhenden Zeichenebene aus erscheinen; von den ihnen beigefügten Größen bedeutet die obere die vom bewegten Lineal, die untere die von der ruhenden Zeichenebene aus geschätzte Geschwindigkeit.

Für die resultierende Geschwindigkeit $v=\beta c$, wie sie vom ruhenden System aus beurteilt wird, ergibt sich aus (4a) und (4b) der in beiden Fällen gleiche Wert:

$$\beta^2=\frac{1}{c^2}\left(\left(\frac{dx}{dt}\right)^2+\left(\frac{dy}{dt}\right)^2\right)=\beta_1^{\,2}+\beta_2^{\,2}-\beta_1^{\,2}\beta_2^{\,2}$$

oder

$$1-\beta^2=(1-\beta_1^{\,2})(1-\beta_2^{\,2})$$

oder, wenn wir neben φ_1, φ_2 den resultierenden Drehwinkel φ einführen, nach (2):

$$\cos\varphi=\cos\varphi_1\cos\varphi_2. \tag{5}$$

Sind α_1 und α_2 die in der Figur bezeichneten Bahnneigungen, so folgt aus (3):

$$\operatorname{tg}\alpha_1=\frac{\operatorname{tg}\varphi_2}{\sin\varphi_1}\quad\text{und entsprechend}\qquad \operatorname{tg}\alpha_2=\frac{\operatorname{tg}\varphi_1}{\sin\varphi_2}, \tag{6}$$

wobei stets gilt:

$$\alpha_1+\alpha_2<\frac{\pi}{2}\,. \tag{7}$$

Auch diese zunächst etwas befremdenden Resultate werden vom Minkowskischen Standpunkt völlig durchsichtig. Setzen wir nämlich (Fig. 2) die Drehwinkel φ_1, φ_2 als Bögen auf einer Einheitskugel aneinander, so daß in Dreieck OAC der Winkel bei A, in Dreieck OBD der Winkel bei B ein rechter ist, so ergibt sich der resultierende Drehwinkel $OC=OD=\varphi$ unmittelbar aus dem Kosinussatz als Hypotenuse der beiden unter sich kongruenten sphärischen Dreiecke in Übereinstimmung mit Gl. (5). Daß die resultierende Drehebene von der Reihenfolge der zusammensetzenden Drehungen abhängt, zeigt die Anschauung; denn der größte Kreis durch B senkrecht zu OB geht ersichtlich nicht durch C, sondern schneidet AC. Die sogenannte Nepersche Regel für rechtwinklige sphärische Dreiecke

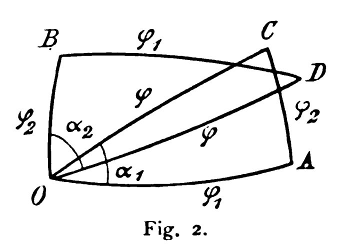


Fig. 2.

liefert die Formel (6) für die Kathetenwinkel α_1, α_2. Die Summe der Winkel im sphärischen Dreieck ist größer als zwei Rechte, die Summe der Kathetenwinkel im rechtwinkligen sphärischen Dreieck also größer als ein Rechter, wie Fig. 2 zeigt. Und zwar wird der Überschuß (sphärischer Exzeß) gleich dem Inhalt des Dreiecks auf der Einheitskugel. Nun sind die Seiten unserer sphärischen Dreiecke im Fall der Raumzeitdrehungen imaginär. die Dreiecksinhalte also negativ. Der sphärische Exzeß wird also hier zum sphärischen Defekt; er bedingt die Ungleichung (7) und die Divergenz der Bahnen OC, OD in Fig. 1[1]).

Zusammenfassend können wir sagen: **Für die Zusammensetzung der Geschwindigkeiten in der Relativtheorie gelten nicht mehr die Formeln der ebenen, sondern die der sphärischen Trigonometrie** (mit imaginären Seiten). Durch diese Bemerkung wird der umständliche Transformationskalkül, von dem wir oben eine Probe gaben, entbehrlich und ersetzbar durch übersichtliche Konstruktionen auf einer Kugel. Hierfür ein weiteres Beispiel:

Sind die beiden Geschwindigkeiten v_1, v_2 unter dem beliebigen Winkel α gegeneinander geneigt, so wird in dem sphärischen Dreieck OAC der Fig. 2 der Außenwinkel bei A ebenfalls α und es berechnet sich der resultierende Drehwinkel φ nach dem allgemeinen Kosinussatz der sphärischen Trigonometrie zu:

$$\cos\varphi=\cos\varphi_1\cos\varphi_2-\sin\varphi_1\sin\varphi_2\cos\alpha. \tag{8}$$

Wollen wir dies auf die Geschwindigkeiten v_1, v_2, v umrechnen, so ergibt sich nach (2):

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}=\frac{1+\beta_1\beta_2\cos\alpha}{\sqrt{1-\beta_1^{\,2}}\sqrt{1-\beta_2^{\,2}}},$$

$$v^2=\frac{v_1^{\,2}+v_2^{\,2}+2v_1v_2\cos\alpha-\frac{1}{c^2}\,v_1^{\,2}v_2^{\,2}\sin^2\alpha}{\left(1+\frac{1}{c^2}\,v_1v_2\cos\alpha\right)^2}, \tag{9}$$

1) Um das Verhältnis beider Figuren zu erläutern, diene folgendes: Fig. 1 entsteht, wenn wir Fig. 2 vom Mittelpunkte M der Kugel auf die Tangentialebene im Punkte O zentral projizieren. Dabei bleiben die Winkel bei O erhalten, desgleichen die rechten Winkel bei A und B, die von O auslaufenden Seiten $\varphi_1\,\varphi_2\,\varphi$ werden durch ihre Tangenten bezw. die ihnen proportionalen Geschwindigkeiten $v_1\,v_2\,v$ ersetzt. Dagegen werden durch diese Projektion die Winkel bei C und D abgeändert (sie sind in Fig. 2 gleich α_2 bezw. α_1, dagegen in Fig. 1 größer als α_2 bezw. α_1) und die Seiten

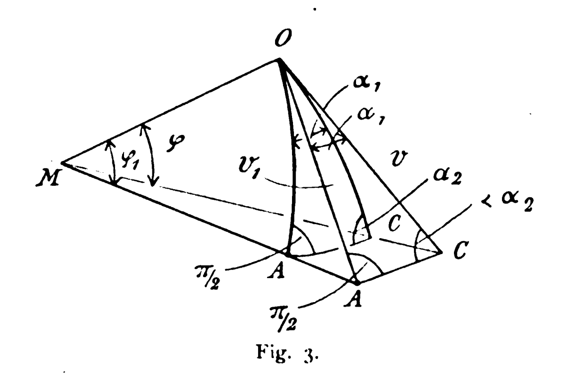


Fig. 3.

eine Formel, die bereits Einstein[1]) aus den Transformationsgleichungen abgeleitet hat. Wie man sieht, ist Formel (8) übersichtlicher wie (9), ebenso wie Fig. 2 übersichtlicher war als Fig. 1. Dies erklärt sich daraus, daß es dem Sinn der Relativtheorie offenbar besser entspricht, mit den Drehwinkeln zu rechnen und (unter Berücksichtigung der Realitätsverhältnisse) zu konstruieren, statt ausschließlich mit ihren Tangenten v, den Geschwindigkeiten. —

Der einzige Zweck dieser kleinen Mitteilung war der, zu zeigen, daß die tiefsinnige Raumzeit-Auffassung Minkowskis nicht nur in systematischer Hinsicht den allgemeinen Aufbau der Relativtheorie erleichtert, sondern sich auch bei speziellen Fragen als bequemer Führer bewährt.

CA und BD nicht einfach durch ihre Tangenten ersetzt. Fig. 3 zeigt, wie sich diese Projektion für das Dreieck OAC im Reellen gestalten würde.

1) Jahrbuch der Radioaktivität **4**, 423, 1908.

(Eingegangen 30. September 1909.)

F. Hasenöhrl (Wien), Über die Umwandlung kinetischer Energie in Strahlung.

Es wurde bereits von Thiesen[1]) gezeigt, daß eine beiderseitig spiegelnde Platte einen Widerstand erfährt, wenn sie sich durch einen mit (nach allen Richtungen gleichmäßig verteilter) Strahlung erfüllten Raum bewegt. Die Größe dieses Widerstandes ergibt sich zu

$$K = 2 f u \beta,$$

wenn f die Fläche der Platte, u die Energiedichte der Strahlung, β der Quotient aus der Translationsgeschwindigkeit der Platte in die Lichtgeschwindigkeit ist. In obigem Ausdruck sind Größen von der Ordnung β^3 an vernachlässigt. Thiesen bemerkt, daß der gefundene Widerstand so klein ist, daß sein Einfluß auf die Bewegung eines Körpers von irgendwie erheblicher Masse ganz vernachlässigt werden kann; daß jedoch die Bewegung eines Moleküles durch denselben wesentlich modifiziert werden müßte.

Ich habe mir nun im folgenden die Aufgabe gestellt, diese Frage eingehender zu studieren. An Stelle einer beiderseitig spiegelnden Platte habe ich andere Körper betrachtet, die noch eher ein, wenn auch ganz rohes, Bild der Moleküle abgeben können. Die Berechnung des Widerstandes, den die Bewegung eines solchen Körpers erfährt, geschieht am einfachsten mit Hilfe des Relativitätsprinzipes. Man hat dabei von dem Ausdruck für die Kraft auszugehen, den parallele Strahlung auf den ruhend gedachten Körper ausübt.

Ich habe drei hierhergehörige Beispiele durchgerechnet:

1. Eine reflektierende Kugel, deren Radius a groß gegen die Wellenlänge der Strahlung ist. Die Kraft, welche parallele Strahlung von der Energiedichte w auf eine solche Kugel ausübt ist $\pi a^2 w$. Der Widerstand, den sie erfährt, ergibt sich in erster Annäherung zu

$$R = \frac{4 \pi a^2}{3} \cdot u \cdot \beta.$$

(Die Berechnung der höheren Glieder hat hier und bei den folgenden Beispielen keinerlei Schwierigkeit.) Da der Radius eines Moleküles im allgemeinen als klein gegen die Wellenlänge der Strahlung zu betrachten ist, kann dieses Beispiel auch nicht ein angenähertes Bild tatsächlicher Vorgänge liefern. Wir betrachten demnach:

2. Eine reflektierende Kugel, deren Radius a klein gegen die Wellenlänge der Strahlung ist. Der Druck paralleler Strahlung auf eine solche, ruhend gedachte Kugel ist nach Schwarzschild[1]) gleich:

$$\frac{14}{3} \pi a^2 \cdot \left(\frac{2 \pi a \nu}{c}\right)^4 \cdot w,$$

wo wieder w die Energiedichte, ν die Schwingungszahl der einfallenden Strahlung ist. Der Widerstand, den die Kugel durch die im unendlich kleinen Spektralgebiet $d\nu$ enthaltene Strahlung von der Energiedichte $u_\nu d\nu$ erfährt, ergibt sich zu:

$$R = \frac{112}{9} \pi a^2 \cdot \left(\frac{2 \pi a \nu}{c}\right)^4 u_\nu d\nu \cdot \beta.$$

3. Ein freies Elektron. Fällt parallele Strahlung auf ein solches, so gerät es in Schwingung, und man überzeugt sich, daß, abgesehen von den periodischen Kräften, die eben die Schwingung erregen, eine Translationskraft in der Fortpflanzungsrichtung der Strahlen wirkt, deren Betrag sich (falls die einfallende Strahlung

1) M. Thiesen, Verh. d. D. Phys. Ges. **3**, 177—180, 1901.

1) K. Schwarzschild, Münch. Ber. S. 293, 1902.

nicht eine abnorme Intensität hat, und daher die Bewegung als quasi stationär anzusehen ist) zu $\frac{8\pi}{3}\frac{e^4}{m^2c^4}w$ ergibt, wo e und m Ladung und Masse des Elektrons sind. (Diese Kraft ist verhältnismäßig nicht allzu gering; hätte die einfallende Strahlung die Intensität der Sonnenstrahlung, so würde das Elektron eine Beschleunigung von ca. 0,05 cm sec^{-2} erfahren.) Der Widerstand, den das bewegte Elektron erfährt, ergibt sich zu:

$$R = \frac{32\pi}{9}\frac{e^4}{m^2c^4}\cdot u\cdot\beta.$$

Um uns eine Vorstellung von der Größenordnung dieses Effektes zu bilden, wollen wir in Beispiel 1 und 2 $a = \frac{1}{2}10^{-7}$ cm setzen, welche Größe ungefähr dem Molekülradius entspricht. Für die Dichte der Strahlung u setzen wir den Betrag der Hohlraumstrahlung bei 0^0 C ein. Bei Beispiel 2 muß noch eine Voraussetzung über die spektrale Verteilung der Energie gemacht werden; wir nehmen die durch das Plancksche Gesetz geforderte Verteilung, ebenfalls für 0^0 C an.

Wir können dann die Abnahme der lebendigen Kraft L berechnen, die der oben angegebene Widerstand bei der Bewegung eines oder vieler solcher Körper (solange sie sich gegenseitig nicht beeinflussen) zur Folge hat.

Es ergibt sich bei den drei betrachteten Beispielen für $-\frac{1}{L}\frac{dL}{dt}$ bezw. der Wert

$$1{,}4\cdot 10^{-5}\ \text{sec}^{-1};\quad 1{,}2\cdot 10^{-18}\ \text{sec}^{-1};\quad 1{,}9\cdot 10^{-12}\ \text{sec}^{-1}.$$

Fall 1 ist nur wegen seiner Einfachheit mit in Betracht gezogen; die Annahmen, daß $a = \frac{1}{2}10^{-7}$ cm und groß gegen die Wellenlänge der Strahlung bei 0^0 C sei, widersprechen einander. Wir beschäftigen uns daher nur mit den zwei letzten Zahlen; sie zeigen, daß die gesuchte Abnahme der lebendigen Kraft eine außerordentlich geringe ist. Dieselbe würde erst in $3\cdot 10^8$ bezw. in 200 Jahren um 1 Proz. sinken. Auch wenn die anfängliche Dichte der Strahlung eine größere ist, wenn sie etwa der Hohlraumstrahlung bei fünffacher absoluter Temperatur, also bei 1092^0 C entspräche, wären die obigen Zahlen 770 Jahre bezw. $^1/_3$ Jahr.

Denken wir uns nun einen nach außen ganz abgeschlossenen Raum, in dem sich Strahlungsenergie und ein „Gas" befinden, dessen Moleküle aus einer reflektierenden Kugel, wie wir sie etwa in Beispiel 2 behandelt haben, bestehen. (Es kann sich hier natürlich höchstens um ein ganz rohes Bild tatsächlicher Vorgänge handeln; die Ausdrücke „Gas" und „Molekül" sind durchaus nicht wörtlich zu verstehen.) Es wird sich nach dem Obigen die kinetische Energie der Moleküle allmählich in Strahlung verwandeln — diese Umwandlung wird aber so langsam vor sich gehen, daß die gewöhnlichen Gasgesetze (das Verteilungsgesetz der Geschwindigkeiten etwa, oder das Verhältnis der spezifischen Wärmen) nicht in merkbarer Weise alteriert würden.

Die Veränderung der Strahlung wird im allgemeinen prozentuell viel rascher vor sich gehen; mit der Vermehrung der Strahlungsenergie ist in den meisten Fällen eine Verkürzung der Wellenlänge verbunden.

Das genauere Studium der Veränderung der Strahlung bezüglich Gesamtintensität und spektraler Verteilung, sowie des Einflusses der Eigenschwingungen der bewegten Körperchen behalte ich einer späteren Untersuchung vor. Nach Herrn Einsteins Hypothese würde der hier statuierte Effekt durch die Unregelmäßigkeiten der Strahlung gerade aufgehoben.

(Die ausführliche Begründung der hier angegebenen Resultate wird demnächst an anderer Stelle publiziert werden.)

Wien, im Oktober 1909.

(Eingegangen 13. Oktober 1909.)

Diskussion.

Einstein: Natürlich würden in diesem Falle die unregelmäßigen Schwankungen gerade so sein, daß das Maxwellsche Verteilungsgesetz aufrecht erhalten wird, d. h. daß die Dämpfung kompensiert wird durch die unregelmäßigen Stöße.

Vortragender: Ich weiß nicht, ob ich Sie richtig verstehe. Sie meinen, wenn Sie ein abgeschlossenes Gefäß sich denken und Körperchen sich darin bewegen, daß die überhaupt nicht durch die Strahlung gedämpft würden.

Einstein: Jawohl.

Vortragender: Ich bekomme merkbare Dämpfung der Bewegung erst in praktisch unendlich langer Zeit.

Planck: Die Voraussetzungen, von denen die beiden Herren ausgehen, sind wohl verschieden. Der Herr Vortragende betrachtet eine vollkommen gleichmäßige Strahlungsintensität, während Herr Einstein Schwankungen der Strahlung betrachtet und dadurch auch Schwankungen in den resultierenden Wirkungen, d. h. keine vollständige Dämpfung bekommt.

W. Seitz (Aachen), Über eine neue Röntgenröhre von konzentrierter Wirkung.

Die Intensität der Röntgenstrahlen ist bekanntlich innerhalb gewisser Grenzen umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung von



der Antikathode. Will man daher eine relativ kleine Fläche möglichst intensiven Strahlen aussetzen, was z. B. bei Versuchen über ihre chemischen und physiologischen Wirkungen oder über die Fluoreszenzerregung nötig sein mag, so muß man das zu bestrahlende Objekt möglichst nahe an die Antikathode heranbringen. Dies wird in vollstem Maße erreicht, wenn diese in die Röhrenwand selbst eingesetzt ist und zugleich als Fenster für die Strahlen dient, wie dies bei der von mir konstruierten Röhre der Fall ist.

Ein Platinblech als Antikathode verwendet, würde wohl kräftige Strahlen geben, aber es wäre zu wenig durchlässig; Aluminium dagegen

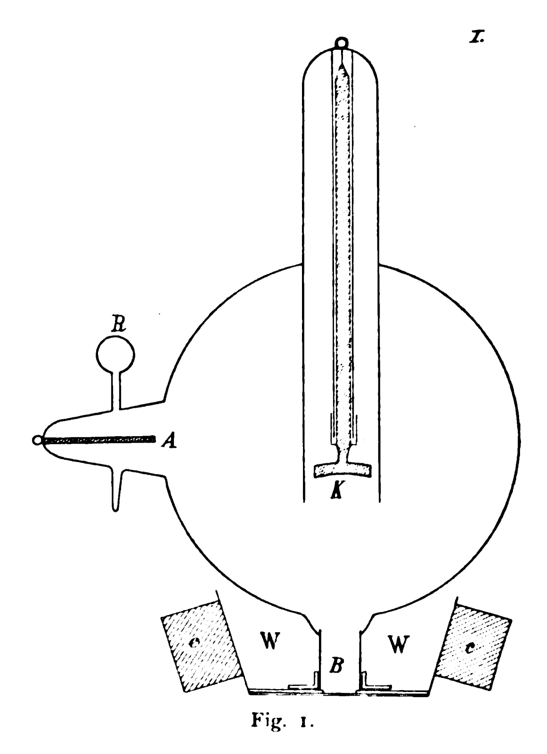
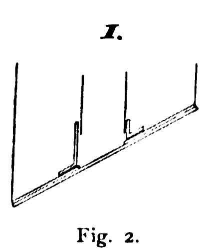


Fig. 1.

würde der Bedingung guter Durchlässigkeit genügen, ist aber als Antikathodenmaterial nicht geeignet. Ich habe daher folgende Anordnung getroffen. Auf ein in die Glaswand eingeschmolzenes Platinrohr von 1,5—2 cm Durchmesser und 2—3 cm Länge wurde eine Messingfassung und auf diese das Antikathodenblech aufgelötet. Als solches verwendete ich aufeinander gewalztes Aluminiumkupferblech. Auf einer kreisförmigen Fläche vom Durchmesser des Platinröhrchens war das Kupfer bis auf eine äußerst dünne Haut abgedreht und abgeschliffen und dann elektrolytisch blank platiniert. Auf die so bearbeitete Oberfläche treffen die Kathodenstrahlen auf; sie bildet also die Innenseite, das Aluminium die Außenseite. Eine Schwierigkeit bei der Konstruktion einer geeigneten Röhre besteht darin, daß der Abstand zwischen Kathode und Antikathode nicht zu groß, das Volumen der Röhre dagegen nicht zu klein sein darf. — Nach einer Reihe von Versuchen erwies sich die hier abgebildete Röhre am geeignetsten. (Fig. 1.)

K ist die Kathode, die von einem Glasmantel umgeben ist, *A* die Anode, *R* eine Müllersche Regeneriervorrichtung, *B* die oben beschriebene Antikathode. Da sich diese durch das Auftreffen der Kathodenstrahlen stark erwärmt, so ist eine Wasserkühlung *W* angebracht, welche das Platinröhrchen umgibt. Um auch die Erwärmung des Wassers zu verzögern, sind als Luftkühlung 20 Blechflügel *C* an den Becher, der das Wasser enthält, angelötet. Eine solche Antikathode kann längere Zeit den stärksten Kathodenstrahlen ausgesetzt werden. Wegen der Wasserfüllung kann diese Röhre nur in senkrechter oder schwach geneigter Lage verwendet werden. Für manche Zwecke habe ich daher Röhren konstruiert, bei denen das Blech auf das Platinröhrchen schiefwinklig aufgelötet ist, wie dies auf Zeichnung II zu sehen ist.

Ich habe die Gesamtstrahlungsintensität meiner Röhre mit einer gewöhnlichen Röntgenröhre bei gleicher Stärke des Primärstromes verglichen, indem ich beobachtete, auf welche Entfernung Platincyanür noch eben zum Leuchten erregt wird. Die Stärken verhalten sich wie die Quadrate dieser Entfernungen. Wie zu erwarten war, ergab sich für meine Röhre eine


Fig. 2.

etwas geringere Wirksamkeit, doch dürfte diese durch geeignete Wahl der Dicke der Platinschicht noch gesteigert werden können. Es müßte dieselbe gerade so stark sein, daß die Kathodenstrahlen in ihr eben vollständig absorbiert werden, während die Absorption der erzeugten Röntgenstrahlen noch klein ist. Wenn auch, wie ich fand, meine Röhre etwa nur den vierten Teil der Strahlenmenge einer gewöhnlichen Röhre aussendet, so wird dieser Nachteil durch den Vorteil, das zu bestrahlende Objekt direkt an die Strahlenquelle anlegen zu können, für die oben genannten Zwecke weitaus ausgeglichen.

Nehmen wir zum Vergleich eine Röhre von 12 cm Kugelradius, so trifft direkt an der Glaswand auf den cm² die Menge $J = \frac{J_0}{4\pi\, 12^2}$, wenn von der Antikathode die Strahlenmenge J_0 ausgeht.

Setzen wir die nach beiden Seiten strahlende Fläche meiner Röhre 1 cm^2 und sendet sie im ganzen eine Strahlenmenge J_0' aus, so ist die Dichte der Strahlen an ihrer Oberfläche

$$\frac{J_0'}{2} = \frac{J_0}{2 \cdot 4} = \frac{J}{2 \cdot 4} \cdot 12^2 \cdot 4\pi = J \cdot 226.$$

Wir können also ein Objekt hier etwa 200 mal so intensiven Strahlen aussetzen, als dies bisher möglich war. Es dürfte daher die Röhre für alle Versuche, bei denen es darauf ankommt, auf eine kleine Fläche möglichst intensive Strahlen zu konzentrieren, gut geeignet sein.

(Eingegangen 21. September 1909.)

Diskussion.

Neesen: Ich möchte den Vortragenden fragen, wie es denn mit der Schärfe der Zeichnungen auf dem Schirme steht. Ich sollte denken, daß es damit jedenfalls nicht so ist, wie bei den bekannten Antikathoden. Dann möchte ich weiter fragen, ob der Vortragende Messungen gemacht hat über die Verteilung der Strahlen, ob die Verteilung ebenso ist wie bei anderen Röhren oder ob anders.

Vortragender: Quantitative Messungen habe ich nicht gemacht. Es scheint mir, daß die Verhältnisse so wie bei andern Antikathoden sind; aber quantitative Messungen habe ich nicht gemacht. Für Durchleuchtungen ist diese Röhre nicht bestimmt. Die Zeichnungen würden ja wohl weniger gut werden wie bei anderen.

Max Dieckmann (München), Luftelektrische Meßanordnungen. (Mit Diapositiven)

Der technischen Hochschule München ist von seiten der luftelektrischen Kommission der kartellierten Akademien u. a. die Aufgabe nahegelegt, Methoden zur Bestimmung des elektrischen Potentialgefälles auszubilden; vor allem Methoden, die gestatten, die Abnahme des Potentialgefälles mit der Höhe also des

$$\frac{d^2 V}{d h^2}$$

zu ermitteln, da sich hieraus nach der Poissonschen Gleichung

$$\varrho = -\frac{1}{4\pi} \frac{d^2 V}{d h^2}$$

die freie Raumladung der Luft ermitteln läßt.

Über die unter Anregung von Herrn Prof. Ebert durch Herrn Dr. Daunderer in Bad Aibling angestellten Messungen der Abnahme des Potentialgefalles mit der Höhe in den unteren Bodenschichten ist bereits im vergangenen Jahr das umfangreiche Beobachtungsmaterial publiziert worden [1]).

1) A. A. Daunderer, Über die in den unteren Schichten der Atmosphäre vorhandene freie elektrische Raumladung. Dissertation der techn. Hochschule München.

Auf Veranlassung des Herrn Prof. Ebert unterzog ich mich der Aufgabe, Methoden auszubilden, $\frac{d^2 V}{d h^2}$ auch für die höheren Bodenschichten zu ermitteln.

Da derartige Messungen gerade im gegenwärtigen Stand unserer Kenntnis mehr als lokale Bedeutung haben, möchte ich unsere nunmehrigen Anordnungen, so wie sie sich nach mannigfachen Vorversuchen und Neukonstruktionen endlich zu bewähren scheinen, hier mitteilen.

Die Schwierigkeit derartiger Messungen liegt vor allem in der Schwierigkeit, Kollektoren in die für die Messung vorgesehenen Höhen über dem Erdboden zu bringen, ohne damit unkontrollierbare Feldstörungen hervorzurufen.

Wir besitzen jetzt drei verschiedene Meßanordnungen:

1. Eine Anordnung $\frac{d^2 V}{d h^2}$ in Höhen bis etwa 500 m hinauf zu verfolgen;

2. eine Anordnung $\frac{d^2 V}{d h^2}$ für die unteren 12 bis 15 m zu untersuchen;

3. — was hier wegen der Kürze der Zeit übergangen werden soll — eine Registrieranordnung, die einen 37 m hohen Mast benützt, der zum Zwecke funkentelegraphischer und luftelektrischer Messungen errichtet wurde.

Zum Hochbringen der Kollektoren bis in Höhen von 500 m — und zwar verwenden wir mit gutem Erfolge polonisierte Platinbleche — benutzen wir einen kleinen Kugelballon von 17 m^3 Inhalt und einem Nutzauftrieb von etwa 10 kg.

Es wird sich, wenn man die Wasserstofffüllung im Ballon stehen lassen kann, nicht empfehlen, kleinere Ballons anzuwenden. Ein Drachenballon hat zwar den Vorteil, daß er bei Wind ruhiger steht, doch ist sein Betrieb viel kostspieliger, da er bei gleichem Volumen größeres Eigengewicht hat und häufigerer Nachfüllung bedarf.

Unser Ballon ist nach der Finsterwalderschen Schnittmethode aus Ballonseide selbst hergestellt. Er kostet etwa 300 Mark und bleibt nach einer Füllung mehrere Tage aufstiegbereit. (Die Diapositive 1 bis 3 zeigen den gefüllten Ballon im Schuppen, beim Aufstieg, sowie die Füllanlage.)

Eine besondere Ausbildung mußte die isolierende Ballonwinde erfahren, sie muß neben hohem Isolationsvermögen große mechanische Fertigkeit besitzen.

Wir sind schließlich zu folgendem Typ gelangt, es ist unsere dritte Winde, die jetzt endgültig zu genügen scheint.

Als Isolationsstelle ist die Achse gewählt,

d. h. die im allgemeinen hölzerne Kabeltrommel ist von der Achse und somit den Lagern und dem Gestell isoliert. Bei einer Anordnung wie in Fig. 1a skizziert, würde die Isolationsmasse

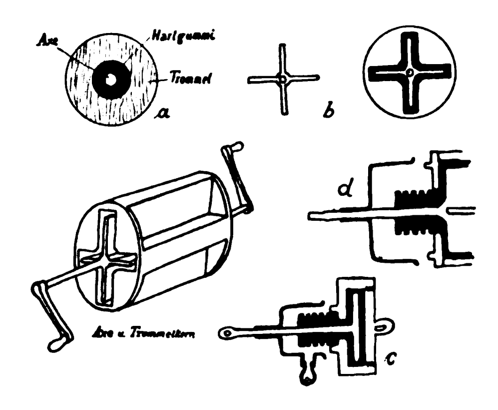


Fig. 1.

bei festgebremster Achse außerordentlich stark auf Scherung beansprucht sein. Wir geben deshalb der Achse das Profil von Fig. 1b und versehen das Trommelinnere mit einem entsprechenden Profil. Beide Teile sind schwerer Eisenguß. Der Zwischenraum ist mit Hartgummi ausgefüllt, der nun nur noch auf Druck beansprucht wird.

Dies Prinzip der Herstellung von mechanisch beanspruchten Isolatoren verwenden wir jetzt allgemein. Fig. 1c zeigt einen nach dieser Methode hergestellten Abspannisolator, der auf über 100 kg beansprucht werden kann.

Da wo die Achse der Winde das Trommelinnere verläßt, ist sie noch auf eine größere Länge von Hartgummi umgeben. Durch eingedrehte Nuten, Staubkappen und ev. Natriumtrocknung ist hier die Isolation gewährleistet. (Die Diapositive 4, 5, 6 und 7 zeigen die Konstruktionsskizzen, die Gußmodelle, sowie fertige Abspannisolatoren und die montierte Ballonwinde.) Durch eine Bandbremse kann die Trommel festgebremst werden, ein Tourenzähler kontrolliert die Länge des jeweils abgelaufenen Kabels, ein federnder auf einer nach den üblichen Isolationsprinzipien geschützter Säule befestigter Schleifkontakt, führt die Spannung des Kabels, das gleichzeitig zur Ableitung der Kollektorspannung dient, dem Voltmeter zu.

Die Messung geht so vor sich, daß die Angaben des Voltmeters bei verschiedenen Höhen des Ballons, die aus abgelaufener Kabellänge, Anvisierungs- und Ablaufwinkel des Kabels gefunden sind, beobachtet werden.

Man tastet nun von unten nach oben und oben nach unten die verschiedenen Höhenlagen ab. Wenn die Poloniumsonden hinreichend kräftig sind, kann man alle anderen etwaigen Ausgleichsstellen längs der Kabel usw. gegen sie vernachlässigen und man erhält an dem geeichten Voltmeter unmittelbar die Spannungsdifferenz der Kollektoren gegen Erde.

Die Anordnung $\frac{d^2 V}{d h^2}$ für die unteren 12 bis 15 m zu beobachten, verzichtet auf eine zeitliche Variation der Kollektorhöhe und arbeitet mit drei unabhängigen, ständig in verschiedenen Höhen gehaltenen Kollektoren.

Zu dem Zwecke sind drei Bambusstangen, gegenwärtig von je 4, 8 und 12 m Höhe isoliert, in je 30 m Abstand voneinander aufgestellt. An ihren oberen Enden tragen sie die Kollektoren.

Die Stangen sind durch bis an ihr unteres Ende geführte Kupferdrähte zu gut definierten Leitern gemacht. Das untere Ende ist von Erde isoliert und diese Isolationsstelle hat wieder eine besondere Konstruktion erfahren müssen, die die Fig. 2 erläutern soll. Die Stange

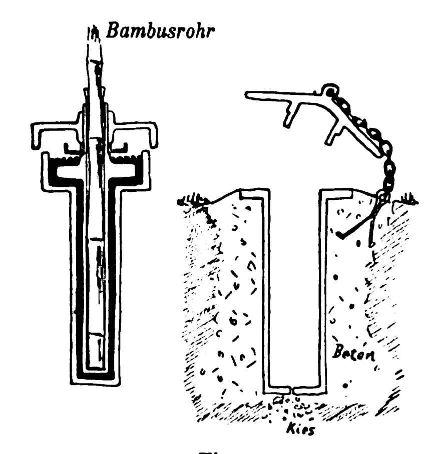


Fig. 2.

ist eingekeilt in ein 50 cm langes, mit einem Wulst versehenes Eisenrohr, um dies Eisenrohr paßt ein zweites, das den Wulst seitlich umfaßt. Der Zwischenraum ist wieder mit Hartgummi ausgefüllt. In die obere Hartgummifläche sind Nuten eingedreht. Ein ringförmiges Gefäß kann zur Aufnahme von Natrium dienen, ein Staubdeckel schließt alles nach oben ab.

Dieser feste Isolationsteil läßt sich nun in ein entsprechendes, in den Boden einbetoniertes Eisenrohr setzen, das für gewöhnlich durch einen Deckel abgeschlossen ist.

Die Aufstellung derartig hoher Bambusstangen ist mit Hilfe dieser Apparaturen eine Kleinigkeit. (Diapositiv 9.) Die hier abgebildete Stange ist 8 m hoch, die ganze Aufstellung ist sehr massiv und zuverlässig. Ich möchte nicht verfehlen, der Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig, die den Guß dieser Isolatoren übernahm und uns wesentlich unterstützte, auch hier zu danken.

Als Meßinstrumente wurden bisher stets Braunsche Voltmeter verschiedenster Meßbereiche benutzt. Um die Beobachtungen von Eichfehlern unabhängiger zu machen, haben wir uns nach anderen Meßprinzipien umgesehen. Ich möchte deshalb nur noch kurz das folgende Bild zeigen (Diapositiv 10), das eine mit einer Kirchhoffschen Wage kombinierte Stromwage zeigt. Bei dieser Wage wird die elektrostatische Anziehung der beiden Platten, an die die Meßspannung angelegt ist, durch die elektrodynamische Anziehung zweier Stromspulen kompensiert. Die Bewegung des Wagebalkens ist durch zwei Kontakte eng begrenzt. Beobachtet wird der Stromwert, der die elektrostatische Anziehung gerade überwiegt.

Da die Stromvariation kontinuierlich durch eine Kurbel bewegt wird, die eine Papiertrommel mit sich führt und das Abreißen des Kontaktes einen Schreibstift aufhebt, so ist der Apparat auch für Dauerregistrierung verwendbar. Die absolute Eichung kann ohne weitere Hilfsapparate durch einen einfachen Gewichtssatz stets an Ort und Stelle vorgenommen werden. Mit drei Akkumulatorenzellen ist der gegenwärtige Meßbereich 800 bis 25000 Volt.

Da jetzt Messungen der Raumladung — namentlich auch in verschiedenen Höhen — ganz besonderen Wert haben, so werden in den nächsten zwei Jahren auf unserer Beobachtungsstation in Gräfelfing bei München mit diesen nunmehr ausprobierten Apparaten möglichst zahlreiche Beobachtungen angestellt werden.

(Eingegangen 12. Oktober 1909.)

Diskussion:

Elster: Ich möchte mir die Frage erlauben, bringen Sie die Poloniumkollektoren oberhalb des Ballons an?

Vortragender: Jawohl! Haben Sie einmal versucht, ohne Poloniumkollektor zu arbeiten? Geht das nicht ebensogut?

Ebert: Ebensogut wohl nicht. Der ganze Draht wirkt infolge radioaktiven Belages als Kollektor und es ist schwer, den Punkt zu bestimmen, wo der Ausgleich stattfindet.

Vortragender: Wir haben stets mehrere Kollektoren an dem Ballon angebracht. Der Ballon hat 3 m Durchmesser. Diese verschwinden gegen eine Aufstieghöhe von 500 m.

Elster: Haben Sie ohne Kollektor Unterschiede bekommen gegen das Resultat mit Kollektor?

Vortragender: Jawohl. Wir haben eben deshalb mehrere kräftige Kollektoren genommen, damit der Ausgleich längs des Drahtes klein wird gegen den von den Kollektoren bewirkten Ausgleich.

Karl Kurz (München), Die radioaktiven Stoffe in Erde und Luft als Ursache der durchdringenden Strahlung in der Atmosphäre.

I. Natur und Wirksamkeit der durchdringenden Strahlung.

Die Existenz einer Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit in der Atmosphäre ist durch Versuche von Rutherford und Cooke[1]), von McLennan und Burton[2]) nachgewiesen. Mißt man den Sättigungsstrom, der in dem allseitig geschlossenen Zerstreuungsraume eines Elektrometers fließt, so kann man beobachten, daß die Größe des Sättigungsstromes von der Art und der Dicke der Gefäßwandung abhängig ist. Bei den Versuchen von McLennan und Burton ließ sich dieser Sättigungsstrom beispielsweise um 37 Proz. vermindern, wenn das Gefäß mit einer Wasserschicht von 25 cm Dicke umgeben wurde; durch 12,5 cm Wasser wurde eine Verminderung um 17,5 Proz. herbeigeführt. Cooke[3]) erreichte durch Bleischirme eine Verminderung um 30 Proz., die dann nicht weiter vergrößert werden konnte.

Untersuchungen von Wood[4]), Eve[5]), Mc Clelland[6]), Campbell[7]) haben dann gezeigt, daß die Ionisierung in einem allseitig geschlossenen Gefäße dreierlei Ursachen hat:

1. Die in der eingeschlossenen Luft befindlichen radioaktiven Stoffe;
2. eine von den Wandungen des Gehäuses ausgehende, von der Art des Materials abhängige Strahlung, die ihrer Natur nach der α-Strahlung radioaktiver Substanzen verwandt ist;
3. eine von außen kommende, die Wände durchdringende Strahlung, die in den Wänden auch eine Sekundärstrahlung auslöst.

Über die Natur dieser Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit hat man ermittelt, daß ihr Durchdringungsvermögen für gewöhnliche Materie gleich dem der γ-Strahlung von Radium C ist[8]). Nach den neuesten Messungen von Soddy und Russell[9]) hat die γ-Strahlung von Thorium C denselben Absorptionskoeffizienten wie die von Radium C. Es ist also allgemeiner das Durchdringungsvermögen der durchdringenden Strahlung in der Atmosphäre wohl gleich zu setzen dem der von den Zerfallsprodukten des Radiums und Thoriums ausgehenden γ-Strahlung.

1) E. Rutherford u. H. L. Cooke, Phys. Rev. **16**, 183, 1903.
2) J. C. McLennan u. E. F. Burton, Phil. Mag. **6**, 343, 1903; Phys. Rev. **16**, 184, 1903; diese Zeitschr. **4**, 553, 1903.
3) H. L. Cooke, Phil. Mag. **6**, 483, 1903.
4) A. Wood, Phil. Mag. **9**, 550, 1905.
5) A. S. Eve, Phil. Mag. **8**, 669, 1904.
6) McClelland, Phil. Mag. **9**, 230, 1905.
7) N. R. Campbell, Phil. Mag. **9**, 531, 1905; Jahrb. d. Radioaktivität und Elektronik **2**, 434, 1906.
8) Vgl. Mache u. Schweidler, Atmosphärische Elektrizität, S. 168, und die dort noch weiter angegebene Literatur.
9) F. Soddy u. A. Russell, diese Zeitschr. **10**, 249, 1909.

Nach Beobachtungen von Wood und Campbell[1]), McKeon[2]), Mache und Rimmer[3]), Wulf[4]), Pacini[5]) hat diese Strahlung eine doppelte tägliche Periode, die zeitliche Übereinstimmungen mit dem täglichen Gange des Potentialgefälles in der Nähe der Erdoberfläche zeigt. Dieser eigentümliche Zusammenhang hat für die Lehre von der Luftelektrizität großes Interesse, zumal wir in der durchdringenden Strahlung einen wichtigen Faktor im Elektrizitätshaushalte der Atmosphäre vor uns haben, wie die folgende Berechnung zeigt:

McLennan[6]) findet bei den jüngsten Messungen am Ufer und auf dem Ontariosee, daß durch die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre 6,3 Ionen im cm^3 pro sec gebildet werden. Von den von Wulf[7]) angegebenen Zahlen für die Ionenerzeugung im geschlossenen Elektrometer sind nach seinen Angaben 42 Proz. auf die Wirkung der von außen kommenden, die Wände des Elektrometers durchdringenden Strahlung zu setzen; das wären 12 Ionen pro cm^3 und sec. Als Mittel aus McLennans und Wulfs Beobachtungen erhalten wir so als Zahl der pro sec und cm^3 durch die in der Atmosphäre vorhandene Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit erzeugten Ionen 9—10. Zu derselben Zahl kommen wir in dieser Arbeit bei drei voneinander völlig unabhängigen Versuchsreihen, von denen jede für sich eigentlich durchaus andere Zwecke verfolgte.

Es sei nun allgemein q die Zahl der Ionen, die durch einen Ionisator im cm^3 Luft in der Zeiteinheit erzeugt werden, α sei der Wiedervereinigungskoeffizient dieser neuerzeugten und daher noch leicht beweglichen Ionen. Wenn wir dann die Wiedervereinigung als den wichtigsten der Prozesse ansehen, die die Zahlen n_+ und n_- der Ionen in der Atmosphäre zu mindern suchen, wenn wir also zunächst von allen anderen im gleichen Sinne wirkenden Vorgängen absehen, so ist durch

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha \cdot n^2 = 0 \qquad (1)$$

die Möglichkeit eines stationären Zustandes gekennzeichnet; n_+ und n_- sind dabei die Zahlen der positiven und negativen Ionen im cm^3, die wir als gleich annehmen wollen.

Der Wiedervereinigungskoeffizient α ist bis jetzt erst für die leicht beweglichen Ionen der Atmosphäre bestimmt worden. Schuster[8]) findet Werte von $2,1 \cdot 10^{-6}$ bis $3,3 \cdot 10^{-6}$. Wir wählen für unsere Betrachtung den Mittelwert $2,7 \cdot 10^{-6}$, einen Wert, dessen Richtigkeit auch durch Beobachtungen von Mache und Rimmer[1]) und durch bis jetzt noch unveröffentlichte Messungen von Herrn R. Schleußinger im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule zu München bestätigt wird.

Die Werte $q = 9$ und $\alpha = 2,7 \cdot 10^{-6}$ würden nach (1) zu einem Werte $n = 1825$, als Zahl der Ionen jedes Vorzeichens im cm^3 Luft führen, d. h. ein Ionisator, der pro Zeiteinheit 9 Ionen im cm^3 erzeugt, würde einen stationären Zustand in der Atmosphäre herbeiführen, der durch die Anwesenheit von rund 1800 Ionen jeden Vorzeichens im cm^3 gekennzeichnet wäre, wenn auf die Ionen lediglich eine durch den Koeffizienten $2,7 \cdot 10^{-6}$ charakterisierte Wiedervereinigung vermindernd einwirkte. Nun sind einmal unsere Kenntnisse über die Vorgänge der Ionenverminderung in der Atmosphäre, zumal nach der quantitativen Seite hin, noch gering; wir wissen nicht, wie groß die Zahl der ursprünglich leicht beweglichen Ionen ist, die sich wegen der Adsorption an Staub, Rauch, Wasserdampf der Beobachtung bis jetzt entziehen. Die Angaben über die Zahl der Molionen (Langevin-Ionen) schwankt von 1000 im cm^3 nach Gockel[2]) bis 50000 im cm^3 nach Langevin, während sich aus den Daundererschen Messungen[3]) Zahlen von 6000—7000 berechnen lassen. Weiter fehlt uns jegliche Kenntnis über den Wiedervereinigungskoeffizienten dieser schwer beweglichen Ionen, ferner die Zahl der Ionen, die infolge des Erdfeldes in die Erdoberfläche einwandern oder bei der „Bodenatmung" mit der Tiefenluft austreten. Immerhin aber weiß man aus Ionenzählungen mit Aspirationsapparaten, daß im cm^3 Luft rund 1000 leicht bewegliche Ionen existieren, und wir erkennen daraus die Wichtigkeit eines Ionisators von der Intensität der durchdringenden Strahlung, die unter den oben entwickelten Annahmen allein schon zu einer Gesamtionenzahl von etwa 1800 im cm^3 führen würde.

II. Möglichkeiten für die Quellen der durchdringenden Strahlung.

Die durchdringende Strahlung könnte die folgenden drei Quellen haben:

1. Es kann eine außerterrestrische Strahlenquelle angenommen werden. O. W. Richardson[4]) sieht die Sonne als Ausgangspunkt an. Die Strahlung müßte in diesem Falle die gesamte Luftschicht durchsetzen, ehe sie zur Erdober-

1) A. Wood, Nature **73**, 583, 1906; Phil. Mag. **13**, 265, 1907.
2) McKeon, Phys. Review **25**, 399, 1907.
3) H. Mache u. T. Rimmer, diese Zeitschr. **7**, 617, 1906.
4) Th. Wulf, diese Zeitschr. **10**, 152, 1909.
5) D. Pacini, Rend. della R. Accad. dei Lincei **18**, 123, 1909.
6) J. C. McLennan, diese Zeitschr. **9**, 440, 1908.
7) Th. Wulf, diese Zeitschr. **10**, 152, 1909.
8) A. Schuster, Manchester Soc. **48**, Heft 12, 1904.

1) H. Mache u. T. Rimmer, diese Zeitschr. **7**, 617, 1906.
2) A. Gockel, diese Zeitschr. **10**, 396, 1909.
3) A. Daunderer, diese Zeitschr. **10**, 113, 1909.
4) O. W. Richardson, Nature **73**, 607, 1906; **74**, 55, 1906.

fläche gelangt. Sie müßte dann von oben nach unten an Stärke abnehmen.

2. Wegen des Grades der Durchdringungsfähigkeit der Strahlung können aber auch die irdischen radioaktiven Stoffe die Quelle sein und hier natürlich zunächst die in der Atmosphäre selbst bereits verteilten Zerfallsprodukte der Emanationen. Wie vom Verf. vor kurzem gezeigt wurde[1]), kommen die Zerfallsprodukte der drei radioaktiven Substanzen in der Atmosphäre vor, die eine Emanation erzeugen, also Radium, Thorium, Aktinium, so daß wir mit drei γ-Strahlern in der Atmosphäre zu rechnen haben: Radium C, Thorium C, Aktinium C. Wegen der allgemeinen Verbreitung dieser Stoffe in den unteren Schichten der Atmosphäre würde hieraus eine nach allen Richtungen gleichstarke Strahlung resultieren. Strong[2]) sieht so in der Tat auf Grund seiner Untersuchungen die radioaktiven Stoffe in der Atmosphäre als Quelle der durchdringenden Strahlung an.

3. Als letzte Möglichkeit kommen die radioaktiven Stoffe in den obersten Schichten der Erdkruste in Frage. Hierbei müßte die Strahlung von unten nach oben an Stärke abnehmen. Zu dieser Ansicht kommt Mc Lennan[3]) bei seinen Beobachtungen am Ontario-See, die zeigten, daß durch die Wasserschicht eine von unten kommende ionisierende Strahlung abgeschnitten wird, die im cm^3 Luft in der Zeiteinheit rund 6 Ionen zu erzeugen vermag.

So werden die drei Möglichkeiten, die zunächst allerdings völlig gleichberechtigt nebeneinander stehen, in der Literatur in gleicher Weise verteidigt. Wie groß der tatsächliche Einfluß der durchdringenden Strahlung, welche Quelle also die maßgebende ist, kann natürlich nur durch ein quantitatives Auswerten der drei Fälle gezeigt werden. Zweck der vorliegenden Arbeit ist es daher, dreierlei nachzuweisen:

Erstens, daß die Annahme einer außerterrestrischen Strahlungsquelle, für die an der Erdoberfläche angetroffene durchdringende Strahlung wenigstens, nicht nur unnötig, sondern wegen der Konsequenzen unmöglich ist; sie würde zu Verhältnissen in den höheren Schichten der Atmosphäre fuhren, die in keiner Weise der Wirklichkeit entsprechen.

Zweitens, daß die radioaktiven Stoffe in der Atmosphäre, wenn sie auch in der Gesamtheit ihrer Wirkungen einen merklichen Beitrag zur Ionisierung der Atmosphäre zu leisten vermögen, doch nicht auch nur annähernd eine γ-Strahlung zu liefern imstande sind, die die durchdringende Strahlung erklären könnte.

Drittens, daß wir hingegen die radioaktiven Stoffe in den obersten Schichten der Erdrinde als notwendige und hinreichende Ursache einer Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit in den unteren Luftschichten von dem tatsächlich gemessenen Betrage anzusehen haben.

a) Eine außerterrestrische Quelle? Richardson versuchte, wie oben bemerkt, die Beobachtungen von Campbell und Wood durch die Annahme einer Strahlung zu erklären, die von der Sonne ausgehe. In der Tat ist ja die Möglichkeit nicht ausgeschlossen, daß die auf der Erde bekannten radioaktiven Substanzen auch auf der Sonne vorhanden sind, wenn auch ihre Anwesenheit bis jetzt noch nicht spektralanalytisch nachgewiesen ist. Die Fragestellung, die die tatsächlichen Verhältnisse in der Atmosphäre in Rücksicht zieht, wäre bei dieser Annahme dann offenbar die folgende: Welche Ionisationsverhältnisse müssen sich in den höheren Schichten der Atmosphäre entwickelt haben unter der Wirkung einer ionisierenden Strahlung von bekanntem Durchdringungsvermögen, die nach dem Durchsetzen einer Luftschicht, äquivalent mit einer Quecksilberschicht von 76 cm Dicke oder einer Bleischicht von 91 cm Dicke, noch eine solche Intensität besitzt, daß sie im cm^3 Luft in der Sekunde 9 Ionen zu erzeugen vermag?

Messungen der Leitfähigkeit und der Ionendichte der Atmosphäre, bei Ballonfahrten gewonnen, liegen vor aus Höhen bis zu 6000 m. Wir wollen daher berechnen, wie sich die Verhältnisse in gewissen Höhen über dem Erdboden gestalten müßten unter der Wirkung einer außerterrestrischen Strahlung, und wollen diese Resultate vergleichen mit den bereits durchgeführten Messungen in der Atmosphäre.

Untersuchungen über die Absorption der γ-Strahlung in Materie liegen vor von Rutherford[1]), Mc Clelland[2]), Wigger[3]), Eve[4]), Tuomikoski[5]). Der Absorptionskoeffizient λ ist gegeben durch die Beziehung

$$\frac{J_2}{J_1} = e^{-\lambda(d_2 - d_1)},$$

wenn J_1 und J_2 die Strahlungsintensitäten nach dem Durchstrahlen der Schichten von der Dicke d_1 bezw. d_2 bedeuten. λ ist proportional der Dichte des durchstrahlten Materials, so daß $\lambda/\delta = \text{const}$ ist, wenn δ die Dichte bedeutet. Weiter ist λ abhängig bei ein und demselben Material von der Dicke der

1) K. Kurz, Radium, Thorium und Aktinium in der Atmosphäre und ihre Bedeutung für die atmosphärische Elektrizität. Abhandl. d. K. Bayer. Akad. d. Wiss. zu München, math.-physik. Kl., 25. Bd, 1. Abhandl. 1909.
2) W. W. Strong, diese Zeitschr. 9, 117, 1908.
3) J. C. Mc Lennan, diese Zeitschr. 9, 440; 1908.

1) E. Rutherford, diese Zeitschr. 3, 517, 1902.
2) Mc Clelland, Phil. Mag. 8, 70, 1904.
3) O. Wigger, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik 2, 391, 1905.
4) A. S. Eve, diese Zeitschr. 8, 183, 1907.
5) J. Tuomikoski, diese Zeitschr. 10, 372, 1909.

bereits durchstrahlten Schicht. Eine Gesetzmäßigkeit hierüber ist noch nicht festgestellt worden. Wigger erhält Konstanz des Absorptionskoeffizienten nach dem Durchstrahlen einer Bleischicht von 2,8 cm Dicke; er erhält dann für Blei $\lambda = 0{,}241$ (cm^{-1}). Tuomikoski erhält konstante Werte nach dem Durchlaufen einer Bleischicht, die er zwischen 1 cm und 12 cm variieren kann. Bei einer Vergrößerung der Bleischicht über 12 cm bis 18 cm findet er dann aber eine Abnahme des Absorptionskoeffizienten, der bei 18 cm Blei den Wert 0,25 (cm^{-1}) erreicht. Seine bei geringeren Schichtdicken gefundenen Werte liegen höher als die Wiggerschen Zahlen. Wir wollen den Wiggerschen Wert 0,241 (cm^{-1}) für Blei unserer Berechnung zugrunde legen, da er dem von Tuomikoski angegebenen kleinsten Wert 0,25 am nächsten kommt, und da bei Annahme einer außerterrestrischen Strahlungsquelle die Strahlung beispielsweise in 6000 m Höhe über dem Erdboden bereits Luftschichten durchsetzt hat, die in bezug auf ihre Absorptionsfähigkeit den dicksten von Tuomikoski untersuchten Bleischichten äquivalent sind.

Die von dem Materiale unabhängige Konstante λ/δ wird dann gleich 0,021. Für Luft von Atmosphärendruck, also Luft in unmittelbarer Nähe des Erdbodens, berechnet sich hieraus der Wert des Absorptionskoeffizienten der γ-Strahlung zu 0,00002715 (cm^{-1}). Für unsere Verhältnisse ist nun weiter zu beachten, daß die Dichte der Luft mit der Höhe nach einem Exponentialgesetze abnimmt; also nimmt der Wert des Absorptionskoeffizienten mit der Höhe über dem Erdboden ebenfalls ab. Ist die Dichte der Luft in der Nähe des Erdbodens $= \delta_0$, so ist sie in der Höhe h in m über dem Erdboden, innerhalb der für uns hier in Betracht kommenden Höhen, gleich

$$\delta_0 \cdot e^{-\lambda' h},$$

wo $\lambda' = 0{,}000126$ (m^{-1}) ist. Somit erhält man den Absorptionskoeffizienten λ_h der γ-Strahlung in einer Höhe h über dem Erdboden aus

$$\lambda / \delta = \text{const}$$

als
$$\lambda_h = 0{,}001293 \cdot e^{-0{,}000126 \cdot h} \cdot 0{,}021$$
$$= 0{,}000027 15 \cdot e^{-0{,}000126 \cdot h} \text{ (cm}^{-1}\text{)}.$$

In Tabelle 1 sind für einige Höhen über dem Erdboden mit Hilfe der eben besprochenen Beziehung des Absorptionskoeffizienten zur Dichte der durchstrahlten Materie Werte für die Ionendichte und die Leitfähigkeit der Atmosphäre berechnet. Zugrunde gelegt ist die Annahme, daß die von außen kommende Strahlung nach Durchsetzen der gesamten Luftschicht in der Nähe des Erdbodens noch von solcher Intensität ist, daß sie 9 Ionen im cm^3 in der Sekunde zu erzeugen vermag. Aus der Zahl der in der Zeiteinheit im cm^3 erzeugten Ionen ist mit Hilfe des Wiedervereinigungskoeffizienten die Ionenzahl im cm^3 und damit die Ionendichte im m^3 in E.S.E. berechnet[1]). Die Angaben über die Leitfähigkeit sind in absolutem Maße gegeben. Hierbei war die Abnahme der Dichte der Luft mit der Höhe in doppelter Weise zu berücksichtigen. Einmal wegen der Änderung des Absorptionskoeffizienten nach einem Exponentialgesetz, dann wegen der Zunahme der Ionenbeweglichkeit bei Abnahme der Gasdichte. Es ist hier von der Annahme ausgegangen worden, daß die spezifische Geschwindigkeit der hier in Betracht kommenden Ionen im Mittel zu $1 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ gerechnet werden kann, und daß die Ionenbeweglichkeit bei den hier vorkommenden Höhen umgekehrt proportional der Dichte der Luft in den verschiedenen Höhen ist. Bei der Berechnung sowohl der Ionendichten als auch der Leitfähigkeit aus der Zahl der im cm^3 in der Sekunde erzeugten Ionen ist ferner die Änderung des Wiedervereinigungskoeffizienten mit der Höhe wegen der Abnahme der Dichte der Luft Rechnung getragen. Nach Langevin[2]) ist

$$\alpha = 4\pi \cdot \varepsilon (k_1 + k_2) e,$$

„wenn k_1 und k_2 die Geschwindigkeiten der positiven und negativen Ionen unter der Kraft eins sind", e die Ladung des Ions in E.S.E. bedeutet; „ε ist der Bruchteil der Zusammenstöße, die in Rekombinationen enden". ε wächst mit wachsendem Druck und damit auch α. Stellt man die bei J. J. Thomson S. 22 gegebene Abhängigkeit des ε vom Druck kurvenmäßig dar, so kann man für die verschiedenen Höhen über dem Erdboden den Wiedervereinigungskoeffizienten berechnen.

Unter Berücksichtigung dieser einzelnen Faktoren ist nun die Tabelle 1 zusammengestellt, die ein Bild gibt über die Ionenverhältnisse in gewissen Höhen über der Erde, wie sie bestehen müßten, wenn die am Erdboden beobachtete

Tabelle 1.

Höhe über dem Erdboden in m	Ionendichte in E.S.E. im m^3	Leitfähigkeit in absolutem Maß
0	0,62	$3{,}7 \cdot 10^{-4}$
1000	2,47	$1{,}7 \cdot 10^{-3}$
1700	6,06	$4{,}5 \cdot 10^{-3}$
2000	8,64	$6{,}7 \cdot 10^{-3}$
3000	26,30	$2{,}3 \cdot 10^{-2}$
4320	96,00	$1{,}0 \cdot 10^{-1}$
6000	401,00	$4{,}9 \cdot 10^{-1}$

1) Als Ionenladung ist hierbei der alte Wert mit $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ E.S.E. statt des neuen $4{,}65 \cdot 10^{-10}$ E.S.E. zugrunde gelegt, da in den später zum Vergleich herangezogenen Werten aus der Literatur offenbar noch mit dem alten Werte $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ E.S.E. gerechnet ist.

2) Langevin, Recherches sur les gazes ionisés, Université Paris, 1002, und J. J. Thomson, Elektrizitätsdurchgang in Gasen. Deutsche Ausgabe von E. Marx, Leipzig 1906, S. 21 ff.

durchdringende Strahlung außerterrestrischen Ursprungs wäre. Wir sehen, daß in 6000 m Höhe die Größenordnung der Ionendichte in E.S.E. bereits 10^2, die Größenordnung der absoluten Leitfähigkeit 10^{-1} wäre; nur auf die Größenordnung kann es hierbei ankommen.

Diesen Zahlen stellen wir gegenüber die Daten aus Tabelle 2, wie sie bei Ballonfahrten gewonnen worden sind. Von Gerdien wurde

Tabelle 2.

Höhe über dem Erdboden in m	Ionendichte in E.S.E. im m^3	Leitfähigkeit in absolutem Maß
1700	—	$3,5 \cdot 10^{-4}$
3000	—	$5,3 \cdot 10^{-4}$
4320	2,1	—
6000	—	$20,5 \cdot 10^{-4}$
6000	0,26	—

am 30. August 1905 in 6000 m Höhe der Anteil der positiven Ionen an der Leitfähigkeit zu $\lambda_+ = 11,24 \cdot 10^{-4}$ und $\lambda_- = 9,21 \cdot 10^{-4}$ beobachtet; dies gibt als Leitfähigkeit dieselbe Größenordnung wie die am Erdboden beobachtete, wenn auch der Zahlenwert erheblich höher liegt. Die höchste bei Ballonfahrten beobachtete Ionendichte ist 2,12 E.S.E. im m^3 in 4320 m Höhe. Der Wert ist als abnorm hoch zu bezeichnen gegenüber sonstigen Werten; so sind in 6000 m Höhe Ionendichten von 0 24 bis 0,28 E.S.E. beobachtet worden. Jedenfalls sieht man ohne weiteres, daß wir in keiner Weise an die von Tabelle 1 geforderten Werte und Verhältnisse herankommen. Ist auch ein Anstieg der Leitfähigkeit mit der Höhe zu konstatieren, so ist doch der in 6000 m Höhe beobachtete Wert etwa $^1/_{250}$ des Wertes, der bei obiger Annahme vorhanden sein müßte. Der höchste Wert der Ionendichte, der bei Ballonfahrten beobachtet ist, beträgt etwa $^1/_{50}$ des Wertes, der sich für dieselbe Höhe berechnen ließe unter der Annahme des außerterrestrischen Ursprungs der durchdringenden Strahlung, womit diese Annahme als erledigt anzusehen ist.

b) Eine terrestrische Quelle? 1. Die radioaktiven Stoffe in der Luft als Strahlungsquelle? Quantitative Messungen des Gehaltes der Atmosphäre an radioaktiven Stoffen liegen bis jetzt nur wenige vor; denn die nach der Elster-Geitelschen Methode ausgeführten Messungen lieferten, auch wenn in Aktivierungszahlen umgerechnet wurde, bislang kein quantitativ deutbares Ergebnis. Vom Verf. ist daher vor kurzem versucht worden[1]), die Elster-Geitelsche Aktivierungszahl quantitativ zu deuten, um so ein größeres Zahlenmaterial für den Gehalt der Luft an radioaktiven Stoffen zu erhalten. Es wurde gefunden, daß der Aktivierungszahl $A = 1$ ein Gehalt der Atmosphäre an radioaktiven Stoffen entspricht, der eine Ionenerzeugung von 0,06 Ionen pro cm^3 und Sekunde zur Folge hat. Wie die in der betreffenden Arbeit gegebene Zusammenstellung zeigt, ordnen sich die in dieser Weise gewonnenen Zahlen gut den von verschiedenen Orten der Erde vorliegenden quantitativen Messungen ein und zeigen, daß die radioaktiven Stoffe der Atmosphäre im Mittel nur 1—2 Ionen pro cm^3 und Sekunde zu erzeugen imstande sind.

1) Vgl. K. Kurz, l. c.

Bei der Art der diesen Bestimmungen dienenden Versuchsanordnungen ist hierbei lediglich die Wirkung der von den Substanzen ausgehenden α-Strahlung bestimmt worden. Die Wirksamkeit der β- und γ-Strahlung ist vernachlässigt. Diese Vernachlässigung ist erlaubt, wenn man die Ionisationswirkung eines γ-Strahles und eines α-Strahles derselben Substanz auf gleichen Luftwegen vergleicht. Mißt man jedoch die Gesamtionisation, die ein γ-Strahl auszuüben vermag, wenn er eine seiner viel größeren Reichweite entsprechende Luftstrecke durchsetzt, so ändert sich das Bild etwas. Denn ein γ-Strahl von Radium C vermag zum Beispiel etwa 1000 m Luft zu durchdringen, ehe seine Wirksamkeit auf 1 Proz. des Anfangswertes gesunken ist; die Ionisationswirkung eines α-Strahles von Radium C ist bereits nach dem Durchlaufen von 6,7 cm Luft praktisch gleich Null. Hier kommt es aber auf die Gesamtionisation der γ-Strahlen in Luft an, in der sie sich ungehindert ausbreiten können.

Wie Eve[1]) gezeigt hat, werden durch die α-Strahlen von 1 g Radiumbromid im radioaktiven Gleichgewicht $1,67 \times 10^{16}$ Ionen in der Zeiteinheit erzeugt, wenn die Strahlen vollständig in Luft absorbiert werden. Rutherford hatte als entsprechenden Wert $1,24 \times 10^{16}$ gefunden; als Mittelwert können wir etwa $1,45_5 \times 10^{16}$ Ionen annehmen. Die γ-Strahlen der entsprechenden Substanzmenge vermögen nach dem gleichen Autor bei vollständiger Absorption $8,9 \times 10^{14}$ Ionen pro Sekunde zu liefern. Als Verhältnis der Wirkung der α-Strahlung und der γ-Strahlung desselben radioaktiven Produktes erhält man hier 16,4:1,0.

Dies Resultat können wir auf die Verhältnisse in der Atmosphäre übertragen. In der oben zitierten Arbeit des Verf. ist gezeigt, in welchem Verhältnis sich die drei Stoffe Radium, Thorium, Aktinium an der Ionisation der Atmosphäre beteiligen. Radium spielt die weitaus wichtigste Rolle. Wenn daher auch unter Umständen bei Thorium und Aktinium das Verhältnis der gesamten α-Strahlwirkung zur gesamten γ-Strahlwirkung etwas von dem oben

1) A. S. Eve, Phil. Mag. **12**, 189, 1906.

für Radium festgestellten abweichen sollte, so können wir doch schließen: Die von den in der Atmosphäre vorhandenen radioaktiven Stoffen ausgehende γ-Strahlung hat eine Ionisationswirkung von rund 6 Proz. der von denselben Substanzen ausgehenden α-Strahlwirkung. Bei einer Wirkung der α-Strahlen von 1—2 Ionen pro cm^3 und Sekunde kommen wir so zu einer Wirkung der γ-Strahlen von 0,06—0,12, im Mittel also von 0,09 als Zahl der in der Zeiteinheit im cm^3 durch γ-Strahlung erzeugten Ionen, d. h. die von den radioaktiven Stoffen in der Atmosphäre ausgehende γ-Strahlung liefert also nur 1 Proz. jener oben berechneten 9 Ionen pro Sekunde und cm^3, der Wirkung der in den unteren Luftschichten vorhandenen durchdringenden Strahlung.

2. **Die radioaktiven Stoffe in der Erdrinde als Strahlungsquelle?** Es ist zunächst zu berechnen, welche Schichtdicken an Luft und Erde die durchdringende Strahlung zu durchsetzen vermag, ehe sie auf einen verschwindenden Bruchteil ihrer Anfangsstärke geschwächt ist. Die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Dicke der bereits durchstrahlten Schicht ist, wie oben schon bemerkt, von Wigger[1]) und von Tuomikoski[2]) untersucht worden. Tuomikoski hat die Beobachtungen Wiggers bis zu einer Schichtdicke von 19 cm Blei fortgesetzt und findet verschiedene Größen des Absorptionskoeffizienten je nach der Dicke der bereits durchsetzten Bleischicht. Wir legen seine für die verschiedenen Schichten gefundenen, also immer nur innerhalb dieser Schichten gültigen Werte des Absorptionskoeffizienten zugrunde. Mit Hilfe der Beziehung $\lambda/d = \text{const}$, wenn λ der Absorptionskoeffizient, d die Dichte der Substanz ist, berechnen wir den Absorptionskoeffizienten der durchdringenden Strahlung für Luft, natürlich unter Berücksichtigung der Abnahme der Dichte der Luft mit der Höhe. Es sind also zunächst die den verschiedenen von Tuomikoski untersuchten Bleischichten äquivalenten Luftschichten, gerechnet vom Erdboden an, zu bestimmen nach der Beziehung:

$$d \cdot \delta = x \cdot 0{,}001293 \cdot e^{-\lambda' x},$$

wenn d die Dicke der Bleischicht in Zentimetern, δ die Dichte des Bleies, λ' den Koeffizienten der Abnahme der Luftdichte mit der Höhe über dem Erdboden, x die Dicke der Luftschicht bedeutet. Die mittlere Dichte der Luftschicht zwischen den Höhen x_1 und x_2 über dem Erdboden ergibt sich als

$$\delta_x = 0{,}001293 \cdot \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} e^{-\lambda' x} dx.$$

Mit Hilfe dieser Beziehungen läßt sich dann die Intensität der durchdringenden Strahlung in verschiedenen Höhen über dem Erdboden berechnen, wenn man den Erdboden als Strahlungsquelle ansieht. Man kennt die mittleren Dichten der einzelnen den Tuomikoskischen Bleischichten äquivalenten, übereinander liegenden Luftschichten, findet daraus nach der oben gegebenen Beziehung die innerhalb der einzelnen Luftschichten gültigen Absorptionskoeffizienten und mit ihrer Hilfe die nach dem Durchsetzen dieser Schichten noch vorhandene Intensität der Strahlung. Tabelle 3 ist in dieser Weise gewonnen. Spalte 1 gibt die den von Tuomikoski untersuchten Bleischichten äquivalenten Luftschichten, Spalte 2 die mittlere Dichte der Luft innerhalb dieser Schicht, Spalte 3 den Absorptionskoeffizienten in dieser Schicht in (cm^{-1}), Spalte 4 die Intensität der durchdringenden Strahlung nach dem Durchsetzen der betreffenden Schicht; hierbei ist der Anfangswert der Strahlung, also der Wert an der Erodoberfläche, = 100 gesetzt; die Intensität der Strahlung nach dem Durchlaufen der Schicht 0—88 m, also beim Eintritt von unten her in die Schicht 88 m bis 196 m berechnet sich dann also zu 49,75 usw.

Tabelle 3.

Durchstrahlte Luftschicht in m	Mittlere Dichte der Luft in dieser Schicht	Absorptionskoeffizient in (cm^{-1})	Intensität der durchdring. Strahlung nach dem Durchsetzen der Schicht
0	0,001293	—	100,00
0—88	0,001280	0,0000793	49,75
88—196	0,001264	0,0000645	24,71
196—490	0,001240	0,0000570	4,61
765	—	-	1,00
490—1132	0,001169	0,0000514	0,17
1132—1525	0,001100	0,0000374	0,04
1525—1764	0,001043	0,0000229	0,02

Die Tabelle zeigt, daß die Strahlen in 765 m Höhe noch 1 Proz. ihrer Anfangsstärke haben und daß in etwa 1800 m Höhe über dem Erdboden keine merkliche Wirkung mehr vorhanden ist.

In ähnlicher Weise läßt sich nun weiter berechnen, aus welcher Tiefe des Erdbodens noch eine merkliche Strahlung an die Erdoberfläche und damit in die Atmosphäre zu dringen vermag. In Tabelle 4 sind die Erdschichten in Zentimetern gegeben, die den von Tuomikoski untersuchten Bleischichten äquivalent sind. Spalte 2 gibt die Intensität der Strahlung nach dem Durchsetzen der betreffenden Schicht; es sind also wieder die Absorptionskoeffizienten für die einzelnen entsprechenden Schichten berechnet und mit ihrer Hilfe dann die Absorption in diesen Schichten. Zugrunde gelegt ist eine durchschnittliche Dichte der Erdsubstanz von

1) O. Wigger, l. c.
2) J. Tuomikoski, l. c.

2,7 und es ist berücksichtigt, daß wir nach Mitscherlich in den oberen Erdschichten mit einem Gehalt an Bodenluft von rund 50 Volumprozent zu rechnen haben.

Tabelle 4.

Durchstrahlte Erdschicht in cm	Intensität der durchdring. Strahlung nach dem Durchsetzen der Schicht
0	100,00
8,4	49,75
18,4	24,70
45,3	4,61
72,1	1,00
100,5	0,17
132,5	0,04
151,0	0,02

Nach dem Durchstrahlen einer Erdschicht von 72,1 cm Dicke beträgt die Intensität der durchdringenden Strahlung noch 1 Proz. ihres Anfangswertes, durch $1\frac{1}{2}$ m Erdschicht geht keine merkbare Menge mehr hindurch. Auf unsere Verhältnisse übertragen, heißt das: Noch aus einer Tiefe von 72,1 cm unter der Erdoberfläche vermag eine von den daselbst verteilten radioaktiven Substanzen ausgehende γ-Strahlung mit 1 Proz. ihrer Anfangswirkung in die Atmosphäre zu treten. Aus $1\frac{1}{2}$ m Tiefe kommt keine γ-Strahlung von merkbarer Intensität mehr an die Erdoberfläche. — Hier ist die strahlende Substanz in der absorbierenden Substanz selbst verteilt. Die Tabelle zeigt daher, mit welchem Bruchteil seiner Anfangsintensität ein von einer bestimmten Stelle unter der Erdoberfläche ausgehender γ-Strahl noch ionisierend in die Atmosphäre eindringt.

Welche Ionisationswirkung vermag nun eine bestimmte im Erdboden enthaltene Menge radioaktiver Substanz durch ihre γ-Strahlung in der Atmosphäre auszuüben? Wir gehen also von der Annahme aus, daß die radioaktiven Stoffe in der Erdrinde die Ursache der durchdringenden Strahlung in den unteren Schichten der Atmosphäre sind. Wir denken uns die Stoffe in feinster Verteilung gleichmäßig im Erdboden verbreitet. 50 Proz. der von diesen Substanzen ausgehenden γ-Strahlung geht nach unten, dringt in das Innere der Erde ein und ist für die direkten Messungen verloren. 50 Proz. dringen, soweit sie nicht noch in der Erdsubstanz absorbiert werden, als durchdringende Strahlung in die Atmosphäre ein. Die Strahlungsquelle hat also die eigentümliche Beschaffenheit, daß die strahlende Substanz durchaus in der sie absorbierenden Substanz enthalten ist. Die aus der Erdoberfläche austretende γ-Strahlung enthält daher Strahlen von allen möglichen Ionisierungsfähigkeiten, von der relativen Größe 100 an (nach Tabelle 3 und 4) bis zu 0, je nach der Tiefe, aus der der betreffende Strahl kommt. Die Zahlen der Tabelle 3 geben daher nur ein ungefähres Bild für die Ionisierungsfähigkeit dieser Strahlung in verschiedenen Höhen über dem Erdboden.

Von welcher Größenordnung ist nun die von den radioaktiven Substanzen des Erdbodens ausgehende Gesamt-γ-Strahlung? — Durch drei voneinander völlig unabhängige Versuchsreihen soll nachgewiesen werden, daß die notwendig von der Erdoberfläche ausgehende γ-Strahlung auch hinreichend ist zur Erklärung der durchdringenden Strahlung in den unteren Luftschichten.

Zwei Wege stehen uns zur Verfügung: Einmal können wir den Gehalt der Erdsubstanz an radioaktiven Stoffen direkt gewichtsmäßig ermitteln und durch Vergleich mit der bekannten Wirkung einer bestimmten radioaktiven Substanz die Ionisierungsfähigkeit der radioaktiven Stoffe in der Erdrinde feststellen. Oder wir können zweitens die Menge vorhandener Substanz durch die Ionisierungsfähigkeit einer von ihr ausgehenden Strahlenart, der α-Strahlung zum Beispiel, bestimmen und daraus dann die Wirkung der gleichzeitig ausgehenden γ-Strahlung. Beide Wege sind hier eingeschlagen worden, der letztere bei zwei verschiedenen Versuchsreihen.

α) Bestimmung der durchdringenden Strahlung aus dem Radiumgehalt der Erdrinde. Von Eve[1]) ist die Zahl K der Ionen bestimmt worden, die durch die γ-Strahlung von 1 g Radiumbromid im cm^3 und in der Sekunde erzeugt wird, wenn das Präparat sich in einer Entfernung von 1 cm befindet. Er findet

$$K = 3{,}1 \cdot 10^9.$$

Wir erhöhen diesen Wert mit Hilfe der neuesten Werte des Absorptionskoeffizienten von Tuomikoski[2]) auf

$$K = 3{,}26 \cdot 10^9,$$

da Eve bei seinen Berechnungen noch einen älteren Wert für die Absorption benutzt hat. Wieviel Gramm radioaktiver Substanz müssen in 1 g Erdsubstanz enthalten sein, wenn die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre die γ-Strahlung dieser Substanz sein sollte? Die Rechnung ist auf einem schon von Strong[3]) eingeschlagenen Wege durchzuführen.

Die in 1 g Erdsubstanz vorhandene Menge radioaktiver Substanz sei R; δ sei die Dichte der Erdsubstanz, λ der Absorptionskoeffizient der γ-Strahlung für Erdsubstanz. (Wir legen

1) A. S Eve, Phil. Mag. **12**, 189, 1906.
2) J. Tuomikoski, l. c.
3) W. W. Strong, l. c.



den Wigger[1])-Tuomikoskischen Grenzwert zugrunde.) Die Evesche Zahl K bezieht sich auf eine punktförmig gedachte Strahlungsquelle von Radiumbromid. Denken wir uns also um einen Punkt an der Erdoberfläche eine Kugelschale vom Radius r und der Dicke dr gelegt, so erzeugt die aus Erdsubstanz bestehende Hälfte dieser Schale in ihrem Mittelpunkte pro cm³ und Sekunde die Ionenmenge

$$di = \frac{2 r^2 \pi \cdot dr \cdot \delta \cdot K \cdot R}{r^2 \cdot 0{,}6} e^{-\lambda r}.$$

Dabei tritt der Faktor 0,6 ein, weil wir den Gehalt der Erde in g Radium angeben, während das K von Eve sich auf Radiumbromid bezieht.

Daraus berechnet sich die Gesamtzahl der durch die radioaktive Substanz im Boden pro cm³ und Sekunde in unmittelbarer Nähe der Erdoberfläche erzeugten Ionen als

$$\mathfrak{J} = \int_0^\infty \frac{2 r^2 \pi \cdot \delta \cdot K \cdot R}{0{,}6 \cdot r^2} \cdot e^{-\lambda r} dr.$$

Den Wert dieses Integrals haben wir gleich 9 Ionen zu setzen, wenn wir die durchdringende Strahlung in den untersten Atmosphärenschichten als γ-Strahlung der radioaktiven Stoffe ansehen wollen.

Aus

$$\int_0^\infty \frac{2 r^2 \pi \cdot \delta \cdot K \cdot R}{0{,}6\, r^2} \cdot e^{-\lambda r} dr = 9$$

erhalten wir

$$\underline{R = 5{,}6 \cdot 10^{-12},}$$

d. h. der Gehalt der Erdsubstanz an radioaktiven Stoffen müßte gleich $5{,}6 \cdot 10^{-12}$ g Radium im g Erdsubstanz sein, wenn von der Erdsubstanz eine γ-Strahlung ausgehen soll, die in ihrer Wirkung gleich der der durchdringenden Strahlung ist, die man in der Nähe der Erdoberfläche tatsächlich beobachtet hat.

Die neuesten Messungen über den Gehalt der Erdsubstanz an radioaktiven Stoffen sind die von Joly[2]). Sie ergeben als Mittel für Eruptivgesteine $6{,}1 \cdot 10^{-12}$, als Mittel für Sedimentärgesteine $4{,}7 \cdot 10^{-12}$ g. Als Hauptmittel erhalten wir hieraus

$$\underline{5{,}4 \cdot 10^{-12}\ \text{g},}$$

ein Wert, der in überraschender Übereinstimmung mit dem oben ermittelten Werte $5{,}6 \cdot 10^{-12}$ steht.

Auf die zahlenmäßige Übereinstimmung ist natürlich kein allzu großes Gewicht zu legen, es kommt nur auf die Größenordnung an. Ältere Messungen von Strutt[3]) bewegen sich zwischen den Werten $4{,}8 \cdot 10^{-12}$ für Granit von Rhodesia und $0{,}12 \cdot 10^{-12}$ für weiße Kreide vom Rand einer Grube in Cambridge, für deren Grund der Wert $0{,}4 \cdot 10^{-12}$ gefunden wurde. Liegt so der Mittelwert der Struttschen Zahlen auch etwas tiefer als der von Joly gefundene, so zeigt er doch dieselbe Größenordnung. Auch sind wegen der Art der Bestimmung diese Werte nur als maßgebend für den Radiumgehalt der Erdsubstanz anzusehen; die Untersuchungsmethode kann nicht die kurzlebige Thoriumemanation und die noch rascher zerfallende Aktiniumemanation berücksichtigt haben. Außerdem haben wir schließlich im Uran-X einen weiteren γ-Strahler in der Erdsubstanz vor uns. Sind dessen γ-Strahlen auch von geringerer Durchdringungsfähigkeit als beispielsweise die von Ra-C[1]), so kommen sie für die obersten Erdschichten und die untersten Luftschichten doch in Betracht. Der Gehalt der Erdkruste an radioaktiven Stoffen, die eine γ-Strahlung aussenden, ist also jedenfalls noch größer als die Struttschen und Jolyschen Zahlen besagen.

Wir sehen also: Die in der Erdrinde vorauszusetzende Menge radioaktiver Substanz, die der Annahme genügen würde, daß die in den unteren Luftschichten beobachtete durchdringende Strahlung die γ-Strahlung dieser Stoffe sei, stimmt mit der in der Erdsubstanz tatsächlich gefundenen Menge radioaktiver Substanz überein.

Wenn Strong[2]) abweichend von uns zu dem Resultat kommt, daß die radioaktive Substanz der Erdkruste eine durchdringende Strahlung zu liefern vermag, die nur 0,8 Ionen pro cm³ und Sekunde in der freien Atmosphäre erzeugt, so liegt das im wesentlichen an seiner Annahme, daß der Gehalt der Erdrinde an radioaktiven Stoffen nur $0{,}9 \cdot 10^{-12}$ g sei, also viel niedriger, als die Messungen ergeben haben. Strong folgert aus seinen Resultaten, daß die in der Atmosphäre verteilten radioaktiven Substanzen die Ursache der durchdringenden Strahlung sein müssen. Daß diese Strahlungsquelle quantitativ in keiner Weise hinreichend ist, ist aber oben gezeigt worden.

β) Bestimmung der durchdringenden Strahlung aus Registrierungen des Emanationsgehaltes der Bodenluft. In der Luftelektrischen Station München sind in jüngster Zeit zwei größere Arbeiten abgeschlossen worden, deren Schlußresultate wir für unsere Zwecke verwerten können. Die eine behandelt die über längere Zeit erstreckte Registrierung des Emanationsgehaltes der Bodenluft nach

1) O. Wigger, l. c.
2) J. Joly, Nature 78, 456, 1908.
3) R. J. Strutt, Proc. Roy. Soc. (A) 77, 472 und 78, 150, 1906.

1) F. Soddy u. A. Russell, diese Zeitschr. 10, 249, 1909.
2) W. W. Strong, l. c.

einer Methode, die Herr H. Ebert[1]) vor kurzem veröffentlicht hat. Dabei war die Versuchsanordnung in den Erdboden eingebaut, so daß die Bodenluft nicht erst abgesaugt werden mußte; das geladene System stand vielmehr in dem Erdboden selbst. Die Registrierungen sind von Herrn H. Ebert und dem Verf. bis in die jüngste Zeit fortgesetzt worden. Material, das Herr L. Endrös[2]) vorher in einer über vier Monate erstreckten Registrierperiode gesammelt hat, lieferte das für unsere Zwecke hier wichtige Schlußresultat: Im cm^3 Bodenluft werden in der Zeiteinheit 306 Ionen erzeugt.

Bei der angewandten Versuchsanordnung ist diese Ionenerzeugung als Wirkung der von den radioaktiven Substanzen des Erdbodens ausgehenden α-Strahlung anzusehen. Wir erhalten also das Resultat auch in dieser Form: Die radioaktiven Stoffe im Erdboden senden eine α-Strahlung aus, die im ganzen im cm^3 Bodenluft in der Zeiteinheit 306 Ionen erzeugt.

Nun hat Eve[3]) gezeigt, wie bereits oben bemerkt, daß sich die α-Strahlung und die γ-Strahlung eines radioaktiven Präparates in ihrer Gesamtwirkung verhalten wie 16,4:1, d. h. die Wirkung der γ-Strahlung ist als 6 Proz. der Wirkung der α-Strahlung der gleichen Substanzmenge zu rechnen. Wenn also die radioaktiven Stoffe im Erdboden durch ihre α-Strahlwirkung 306 Ionen im cm^3 und in der Sekunde zu erzeugen vermögen, so könnten sie durch die von ihnen ausgehenden γ-Strahlen 6 Proz. von 306 Ionen, also 18,2 Ionen im gleichen Raum in der gleichen Zeit bilden. Da in einem Punkte der freien Atmosphäre in unmittelbarer Nähe des Erdbodens nach der oben gegebenen Überlegung nur etwa die Hälfte der Gesamtstrahlung ionisierend wirken kann (der Rest der Strahlung verläuft für unsere Zwecke wirkungslos im Erdinnern), so resultiert daraus eine Erzeugung von 9 Ionen pro cm^3 und Sekunde, die ihre Ursache in der γ-Strahlung radioaktiver Stoffe im Erdboden hat. Wir erhalten so auch zahlenmäßig eine genaue Bestätigung des im vorhergehenden Abschnitt gefundenen Resultates.

γ) Bestimmung der durchdringenden Strahlung aus Registrierungen der elektrischen Zerstreuung in unmittelbarer Nähe des Erdbodens. In derselben Beobachtungshütte, in der die eben besprochenen Emanationsregistrierungen vorgenommen worden sind, werden von Herrn H. Ebert und dem Verf. seit zwei Jahren Registrierungen der luftelektrischen Zerstreuung in unmittelbarer Nähe des Erdbodens ausgeführt. Die Arbeiten sind jetzt zu einem vorläufigen Abschluß gelangt und erscheinen zurzeit in den Abhandlungen der Kgl. Bayerischen Akademie der Wissenschaften[1]).

Es wird der Sättigungsstrom gemessen, der in eine in 5 cm Abstand vom Boden befindliche geladene Platte geht unter der Wirkung entweder der aus dem Boden dringenden Ionenmengen oder ionenerzeugender Agenzien. Durch besondere Versuche ist ermittelt worden, welcher Bruchteil der an der Platte neutralisierten Elektrizitätsmenge aus dem Boden selbst stammt und welcher Teil aus der Atmosphäre. Es hat sich ergeben, daß pro Stunde 9,6 E.S.E. aus einer Bodenfläche von 1 qm zu der Platte gelangen und da neutralisiert werden. — Es zeigt sich weiter, daß bereits ein Überschuß an positiven Ionen aus dem Boden in die Atmosphäre tritt, und zwar erhielten wir aus einer längeren Registrierperiode als Verhältnis der Zahl der positiven Ionen zu der der negativen 1,07:1,00. Dies Verhältnis erwies sich als variabel mit den Austrittsbedingungen am Boden. Verhältnismäßig geringe Änderungen an den obersten Bodenschichten, bei denen man die Adsorptionsmöglichkeit für die Ionen variierte, änderten wegen der verschiedenen Adsorptionsfähigkeit der beiden Ionenarten das Verhältnis der austretenden Mengen erheblich. Aufsetzen einer Sandschicht von nur 2 cm Dicke auf den Boden änderte zum Beispiel das Verhältnis 1,07:1,00 in 1,11:1,00. Wie in der zitierten Arbeit näher gezeigt wird, ließ sich aus dieser Änderung in Verbindung mit der gesamten an der Platte neutralisierten Elektrizitätsmenge die Zahl der Ionen berechnen, die im cm^3 Bodenluft in der Zeiteinheit gebildet werden. Es ergab sich der Wert 331 Ionen pro cm^3 und Sekunde, ein Wert, der in überraschender Übereinstimmung steht mit der an demselben Beobachtungsorte aus direkten Registrierungen der Bodenluftemanation gefundenen Zahl 306 Ionen.

Diese 331 Ionen sind auch bei dieser Versuchsanordnung das Ergebnis der Wirkung der α-Strahlen, die von den radioaktiven Stoffen im Erdboden ausgehen. Nach der oben gegebenen Überlegung läßt sich hieraus als Wirkung der von diesen Stoffen aus in die Atmosphäre dringenden γ-Strahlung eine Zahl von 9—10 Ionen pro cm^3 Luft und Sekunde ermitteln.

Wir erhalten somit aus einer dritten, von den beiden anderen unabhängigen und über längere Zeit erstreckten Versuchsreihe dasselbe Resultat: Die radioaktiven Stoffe in der Erde liefern eine γ-Strahlung, die in den

1) H. Ebert, diese Zeitschr. 10, 346, 1909.
2) L. Endrös, Messung und Registrierung der aus dem Erdboden austretenden Emanationsmengen. Dissertation der Techn. Hochschule München, 1909.
3) A. S. Eve, l. c.

1) H. Ebert u. K. Kurz, Registrierung der elektrischen Zerstreuung in unmittelbarer Nähe des Erdbodens. Abhandlungen der K. Bayer. Akad. d. Wiss. zu München, Math.-phys. Kl., 25. Band, 10. Abhandlung, 1909.

unteren Schichten der Atmosphäre 9 bis 10 Ionen pro cm^3 und Sekunde zu erzeugen vermag, die also gleich ist der in denselben Luftschichten tatsächlich beobachteten Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit.

III. Diskussion der gefundenen Resultate.

Es könnte hiernach scheinen, als wenn bei der durchdringenden Strahlung in den unteren Schichten der Atmosphäre lediglich die radioaktiven Substanzen im Erdboden eine Rolle spielten und als wenn die Wirkung der in der Atmosphäre bereits verteilten radioaktiven Zerfallsprodukte demgegenüber vollständig zu vernachlässigen wäre. Dem ist aber nicht so. Die Stoffe im Erdboden liefern vielmehr eine im wesentlichen konstante Wirkung, die Stoffe in der Atmosphäre hingegen bewirken höchstwahrscheinlich die Schwankungen, die bei dem Gesamteffekt beobachtbar sind. Denn der oben berechnete Anteil dieser Stoffe in der Atmosphäre an der durchdringenden Strahlung mit 0,09 Ionen pro cm^3 und Sekunde gilt nur für den Fall einer normalen gleichmäßigen, also ungestörten Verteilung der Stoffe in der Luft. Durchaus anders werden die Verhältnisse, wenn durch irgendwelche Störungen lokale Anreicherungen dieser Substanzen stattfinden. Ein Beispiel wird das erläutern.

Man hat beobachtet[1]), daß während eines Regens die durchdringende Strahlung wächst, daß dies Anwachsen mit dem Aufhören des Regens zu Ende ist und daß die Erhöhung gemäß der Abklingung der festen Radiumzerfallsprodukte wieder verschwindet, so daß der ursprüngliche Betrag an durchdringender Strahlung in verhältnismäßig kurzer Zeit erreicht ist. Kann der Regen solche Mengen radioaktiver Substanz aus der Atmosphäre am Erdboden ansammeln, daß diese Schwankung damit erklärt würde? Bei einem dreiviertelstündigen Regen war der Effekt beispielsweise bis zum Schlusse von 69,2 (in willkürlichem Maß) auf 153 gestiegen, also über den doppelten Anfangsbetrag hinaus.

Wir rechnen mit einer durchschnittlichen Wirkung der radioaktiven Stoffe der Atmosphäre von rund 0,09 Ionen pro cm^3 und Sekunde. Nehmen wir an, die Regentropfen haben, bis sie zur Erde gelangen, einen Weg von 2000 m Höhe zurückgelegt. Das wird den tatsächlichen Verhältnissen etwa entsprechen, bei den durchschnittlichen Höhen und Dicken der regnenden Wolken. Die niederfallenden Tropfen sollen während der ganzen Regendauer aus der von ihnen durchfallenen Luftschicht nur ein Tausendstel der in dieser Schicht vorhandenen festen Zerfallsprodukte mit herunterbringen an die Erdoberfläche. Die übrigen $^{999}/_{1000}$ mögen in der Luft verbleiben. Das sind Verhältnisse, die in der Wirklichkeit wohl noch bei weitem überschritten werden. Der Regen bringt dann eine Menge radioaktiver Substanz an den Erdboden, die eine durchdringende Strahlung auszusenden vermag mit einer Wirkung gleich

$$\frac{200000 \cdot 0{,}09}{1000} = 18 \text{ Ionen}$$

pro cm^3 und Sekunde. Da die Substanzen nun auf der Erde aufliegen, werden nur 50 Proz. dieser Strahlen wirksam für die Atmosphäre, erzeugen also 9 Ionen pro cm^3 und Sekunde. Das ist aber der gleiche Betrag, wie ihn die Substanzen im Erdboden zu liefern vermögen, d. h. selbst bei diesen immerhin ungünstig angenommenen Verhältnissen könnte durch einen Regenfall die durchdringende Strahlung schon verdoppelt werden. Es überlagert sich der konstanten Wirkung der im Erdboden verteilten radioaktiven Stoffe die Wirkung der lokal angereicherten Stoffe aus der Atmosphäre. Die Erhöhung verschwindet vom Aufhören des Regens an nach den für die Abklingung der festen radioaktiven Zerfallsprodukte gültigen Gesetzen; sie ist also nach etwa vier Stunden praktisch gleich Null geworden.

Daß in gleicher Weise die bei Wind beobachteten Schwankungen erklärbar sind, ist ohne weiteres klar, da der Wind an einem bestimmten Ort sowohl die radioaktiven Substanzen anreichern als auch vermindern kann, je nach der Richtung, in der er weht, und den Gegenden, die er überstreicht.

Von Bedeutung ist die von verschiedenen Seiten gezeigte tägliche Periode in dem Verlauf der durchdringenden Strahlung, die Ähnlichkeit mit dem täglichen Gang des Potentialgefälles aufweist. Hier können wir uns der von Mache und Rimmer[1]) gegebenen Erklärung unmittelbar anschließen, „daß zur Zeit der Maxima des Potentialgefälles (morgens und abends) auch die Strömung der radioaktiven Induktionen gegen die Erde ihren Höchstwert erreicht"[2]). Denn betrachtet man die von Wulf[3]) gegebenen Stundenwerte für Ganztagsbeobachtungen, so sieht man, daß der Maximalwert im Laufe des Tages um 9,3 Proz., der Minimalwert um 7,95 Proz., die Extremwerte im Mittel also um 8.6 Proz. vom Tagesmittel abweichen. Das sind Schwankungen von einer Größenordnung, wie sie sehr wohl aus einer Einwanderung radioaktiver Substanz nach der

1) A. Gockel, diese Zeitschr. **8**, 701, 1907; Mache u. Schweidler, Atmosphärische Elektrizität, S. 170.

1) H. Mache u. T. Rimmer, diese Zeitschr. **7**, 617, 1906.
2) A. Gockel, Die Luftelektrizität. Leipzig, S. Hirzel. 1908. S. 195.
3) Th. Wulf, diese Zeitschr. **10**, 152, 1909.

Oberfläche der negativ geladenen Erde erklärt werden können.

Die Beobachtung von Gockel und Wulf[1]), daß im Hochgebirge keine Änderung der durchdringenden Strahlung mit der Höhe nachweisbar ist, bestätigt gerade die Ansicht, daß im allgemeinen lediglich die Nähe des Erdbodens maßgebend ist für die Höhe der durchdringenden Strahlung. Eine weitere Bestätigung liefert die Beobachtung derselben Forscher, daß im Simplontunnel die durchdringende Strahlung doppelt so groß ist als außerhalb. Es kommen im Tunnel eben nicht nur 50 Proz. der Strahlung zur Wirkung wie an der Erdoberfläche, sondern die Gesamtstrahlung von oben und unten.

Wenn Strong[2]) schließt, daß keine Schwankungen der Erscheinung der durchdringenden Strahlung vorhanden sein könnten, wenn man die radioaktiven Stoffe im Erdboden als Strahlungsquelle annimmt, so sehen wir nun andererseits, daß die Gesamterscheinung sich ohne Zwang erklärt aus einer Beteiligung sowohl der radioaktiven Stoffe in der Atmosphäre als auch derjenigen im Erdboden. Es überlagert sich dann eben einer konstanten Wirkung eine variable mit täglicher Periode. —

Es sei noch kurz auf einige Fragen aufmerksam gemacht, die sich aus den hier gewonnenen Erkenntnissen ohne weiteres ergeben. Wir haben in der durchdringenden Strahlung, die bis jetzt nur in den untersten Schichten der Atmosphäre beobachtet ist, einen wichtigen Faktor für die Ionisierung dieser Luftschichten kennen gelernt. Da wir seine konstante Quelle im wesentlichen in den radioaktiven Stoffen der Erdrinde erkannt haben, so kann dieser Faktor wegen der Absorbierbarkeit der Strahlung in der Luft in größeren Höhen nicht mehr ein wirksamer Ionisator sein; bei etwa 100 m Höhe ist er nach Tabelle 3 bereits auf die Hälfte geschwächt, bei etwa 700 m auf 1 Proz. und bei etwa 1800 m wird er nicht mehr nachweisbar sein. Die Ionisierung der Luft ist jedoch in größeren Höhen von derselben Größenordnung wie in der Nähe der Erdoberfläche. Durch welchen Ionisator wird die hier fehlende von unten kommende durchdringende Strahlung kompensiert? Kommt etwa doch eine ionisierende Strahlung von außen in die Atmosphäre? Sie könnte von solcher Stärke und Absorbierbarkeit sein, daß sie in den unteren Luftschichten wirkungslos wäre. — Vorbereitungen zu Versuchen, welche diese Verhältnisse klären sollen, sind zurzeit an der Luftelektrischen Station zu München im Gange. Ballonaufstiege, bei welchen durch ein geeignetes Instrumentarium das Verhalten der durchdringenden Strahlung mit zunehmender Höhe über dem Erdboden geklärt werden soll unter Berücksichtigung anderer für die Ionisierung der Atmosphäre wichtiger Faktoren, sind schon für die nächste Zeit vorgesehen.

1) A. Gockel u. Th. Wulf, l. c.
2) W. W. Strong, l. c.

IV. Zusammenfassung.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung können wir in folgender Weise zusammenfassen:

1. Die Annahme einer außerterrestrischen Strahlungsquelle für die in den untersten Schichten der Atmosphäre beobachtete Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit ist unmöglich; denn sie widerspricht in ihren Konsequenzen vollständig den tatsächlich in der Atmosphäre beobachteten Verhältnissen.

2. Die radioaktiven Stoffe in der Atmosphäre senden wohl eine Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit aus; doch ist ihre Intensität nur etwa 1 Proz. der in den unteren Luftschichten beobachteten durchdringenden Strahlung.

3. Die radioaktiven Stoffe in den oberen Schichten der Erdrinde erweisen sich hingegen als notwendige und hinreichende Ursache jener Strahlung; sie senden eine γ-Strahlung aus, die quantitativ gleich der durchdringenden Strahlung in den unteren Luftschichten ist.

4. Die radioaktiven Stoffe der Erdrinde liefern für den Gesamteffekt eine im wesentlichen konstante Wirkung; die radioaktiven Stoffe der Atmosphäre verursachen die zeitlichen Schwankungen der Gesamtwirkung.

München, September 1909, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 10. Oktober 1909.)

Diskussion.

Elster: Ich möchte mir die Frage erlauben, haben Sie die periodische Schwankung, die bei der durchdringenden Strahlung eintritt, verglichen mit der Schwankung des Potentialgefälles und bekommen Sie da übereinstimmende Kurven?

Vortragender: Wir haben selbst noch keine Beobachtungen gemacht, sondern beginnen erst damit.

Elster: Es wäre sehr wichtig, an einem und demselben Orte die Schwankung der durchdringenden Strahlung und der des Potentialgefälles zu vergleichen.

Ebert: Der Parallelismus beider ergibt sich aus der Übereinstimmung dieser Zahl.

Elster: Wood und Campbell haben den Parallelismus.

Ebert: Diese tägliche Periode macht nur 8 Proz. aus, 1 Ion pro Sekunde. Es sollte erst festgestellt werden, wo der Sitz der durchdringenden Strahlen ist.

Elster: Ich wollte nur darauf aufmerksam machen, daß bei allen solchen Messungen beide Beobachtungen an ein und demselben Orte und gleichzeitig gemacht werden sollten, was Wood und Campbell nicht getan haben.

Ebert: Deshalb haben wir Registrierinstrumente angewendet. Denn die Tagesschwankung ist sehr gering.

Schweidler: In der zweiten Zeile ist die Ionisierungsstärke zu 10 berechnet und dabei der vorher erwähnte Mittelwert von 1000 Ionen pro cm^3 angenommen. Der Wert von α ist nun 1 bis $1{,}2 \cdot 10^{-6}$ nach Laboratoriumsversuchen, die Werte von Schuster gehen unter Umständen bis $5 \cdot 10^{-6}$ hinauf. Mache und Rimmer haben Werte im Freien von 2, in gereinigter Zimmerluft 1, in Kellerluft $4 \cdot 10^{-6}$ gefunden. Ich würde daher die Ionisierungsstärke q in der freien Atmosphäre höchstens zu 3 bis 4 berechnen. Wie kommen Sie jetzt auf diesen großen Wert von 10?

Vortragender: Ich habe nach Gockel eine gleiche Zahl schwer beweglicher Ionen angenommen.

Ebert: Eine sehr umfangreiche, über mehrere Jahre sich erstreckende Untersuchung bezüglich des Wiedervereinigungskoeffizienten ist bei uns im Gange, die wohl bald beendet sein wird. Die nach der Schusterschen Methode gewonnenen Resultate sind geprüft worden, und es hat sich da gezeigt, daß der Mittelwert der Schusterschen Zahlen etwa auch für uns als richtig angenommen werden kann. Daß wir größere Zahlen für die Bildungsgeschwindigkeit der Ionen bekommen, liegt daran, daß hier auch die schwerbeweglichen Ionen mit berücksichtigt sind.

Rubens: Die Tatsache, daß der Gehalt an radioaktiven Stoffen in den obersten Schichten der Erde die Ursache für die außerordentlich durchdringende Strahlung an der Erdoberfläche ist, wird auch durch die neuen Untersuchungen erwiesen, welche über den Süßwasserseen Nordamerikas ausgeführt worden sind. Über einer Wasserschicht von einigen Metern Dicke verschwindet die Wirkung der durchdringenden Strahlung nahezu vollständig.

A. Gockel (Freiburg, Schweiz), Über die in der Atmosphäre vorhandene durchdringende Strahlung.

Versuche mit dieser Strahlung, die ich zusammen mit Th. Wulf in Zermatt und Umgebung ausführte, brachten mich zu der Ansicht, daß die Ursache derselben hauptsächlich im Boden zu suchen sei. In dieser Ansicht bestärkte uns die starke Zunahme der Strahlung, die wir im Simplontunnel beobachteten. Indessen ergaben spätere Versuche im Laboratorium, daß das Gestein in diesem Tunnel nicht die relativ hohe Radioaktivität besitzt, die man nach den Angaben von Strutt erwarten konnte. Auch in einer Molassehöhle in Freiburg, deren Wände aus sehr schwach aktivem Gestein bestehen, zeigte sich eine Zunahme der durchdringenden Strahlung von etwa 15 Proz. Eine Abnahme der Strahlung gegenüber der in der Außenluft, und zwar um 42 Proz., fand dagegen Wulf[1]) in den Höhlen von Valkenburg, deren Wandungen, Maastrichter Kreide, nach meinen Versuchen keine nachweisbare γ- und eine nur sehr schwache α-Strahlung aussenden. Eine Zunahme der Strahlung und zwar um 25 Proz. fand ich in den Zellen eines Thermalbades in Baden (Aargau). Aus dem letzteren Versuche sowohl als auch aus dem im Simplontunnel und in der Molassehöhle ziehe ich den Schluß, daß weniger die Aktivität der Gesteine selbst für die Stärke der Strahlung in Betracht kommt, als vielmehr die Menge der darauf abgelagerten Produkte, welche durch den Zerfall der in der Bodenluft enthaltenen Emanation entstehen.

Für diese Auffassung spricht der Umstand, daß, wie bereits seit längerer Zeit bekannt, die durchdringende Strahlung eine gut ausgesprochene tägliche Periode aufweist und zwar stimmt diese Periode, so wie ich sie beobachtete, sehr gut überein mit der von Ebert[2]) beobachteten täglichen Periode der in den obersten Schichten des Erdbodens enthaltenen Emanationsmengen. Von verschiedenen Forschern ist hervorgehoben worden, daß die tägliche Periode der durchdringenden Strahlung identisch ist mit der des Potentialgefälles. Indem ich nun die beiden Faktoren gleichzeitig maß, konnte ich feststellen, daß zwar im allgemeinen der tägliche Gang beider sehr ähnlich ist, daß aber Unregelmäßigkeiten der Kurve des Potentialgefälles nicht auch solche der Strahlung entsprechen. So pflegt Wolkenbedeckung den Wert des Potentialgefälles herunter zu drücken. Es können unter solchen Umständen, auch wenn in der näheren oder weiteren Umgebung des Beobachtungsortes kein Regen fällt, sehr schwache, ja sogar negative Werte des Potentialgefälles zusammenfallen mit einem Maximum der Strahlung. Bei diesen Versuchen wurde die Strahlung in der üblichen Weise durch die elektrische Zerstreuung innerhalb einer auf ein Wulfsches Elektrometer luftdicht aufgesetzten Ionisierungskammer von 20 Liter Inhalt gemessen. Die Wände der Kammer bestanden aus dünnem Zinkblech, die Kapazität des ganzen Systems war 8,1 cm, die benutzte Empfindlichkeit des Elektrometers 1 Volt pro

1) Th. Wulf, diese Zeitschr. 10, 152, 1909.
2) H. Ebert, diese Zeitschr. 10, 346, 1909.

Skalenteil. Das Potentialgefälle wurde mit dem von Wilson[1]) angegebenen Apparat gemessen, man erhielt so direkt die Flächendichte σ der Ladung der Erdoberfläche, auf die es hier ankommt.

Die Periode der Strahlung zeigt sich, wenn auch abgeschwächt, bei geöffnetem Fenster auch im Zimmer, ein neuer Beweis, daß man es hier mit einer Wirkung der Emanation, bzw. ihren Zerfallsprodukten zu tun hat. Nach Wulf verschwindet in Valkenburg im Winter die tägliche Periode der Strahlung fast vollständig. In Freiburg war dieses wenigstens im Winter 1908/1909, in dem ich beobachtete, nicht der Fall. Offenbar spielen hier Durchlässigkeit des Bodens für Emanation und die Stärke der Schneedecke eine Rolle. Starker Wind vermindert die Strahlung, wie er auch die nach dem Elster und Geitelschen Verfahren zu erhaltende Menge der radioaktiven Induktionen vermindert. Regen, besonders Böen und Gewitterregen, bringen eine Erhöhung der Strahlung hervor, doch erreichte diese Zunahme bei meinen Versuchen niemals die von Mache und Rimmer[2]) beobachteten hohen Werte von über 100 Proz., sondern beschränkte sich im Maximum auf etwa 25 Proz. Es mag daran der Umstand schuld tragen, daß Mache und Rimmer bei dem von ihnen angewandten großen Ionisierungsgefäß von 80 Liter Inhalt schon innerhalb weniger Minuten eine gut bestimmbare Abnahme der Ladung des Zerstreuungskörpers erhielten, während ich im allgemeinen nur alle 30—60 Minuten eine Ablesung machte; während dieser Zeit kann ein großer Teil der von den ersten Partien des Regens zur Erde geschwemmten radioaktiven Produkte wieder zerfallen sein.

Wenn nach dem oben Gesagten ein direkter ursächlicher Zusammenhang zwischen Potentialgefälle und Stärke der Strahlung nicht vorhanden sein kann, so deutet doch andererseits die allgemeine Übereinstimmung im Gang beider Faktoren darauf hin, daß beiden dieselbe Ursache zugrunde liegt und diese Ursache kann wohl keine andere sein als die tägliche Schwankung des Luftdruckes in Verbindung mit der Änderung der Emanationsabgabe des Bodens infolge der Erwärmung des Bodens durch die Sonnenstrahlung. Die eben erwähnten von Ebert erhaltenen Kurven lassen diesen Zusammenhang deutlich erkennen.

Anscheinend im Widerspruch mit der Ansicht, daß die durchdringende Strahlung auf die Zerfallsprodukte der Emanation zurückzuführen ist, stehen Versuche von Mc Lennan[3]).

1) C. T. R. Wilson, Proc. Cambr. Soc. **13**, 184 und 365, 1906, und Proc. Roy. Soc. **80**, 537, 1908.
2) H. Mache u. Rimmer, diese Zeitschr. **7**, 617, 1906.
3) J. C. Mc Lennan, diese Zeitschr. **9**, 440, 1908.

Dieser fand auf dem Ontariosee schon in geringer Entfernung vom Ufer eine starke Verminderung der Strahlung. Ich konnte seine Resultate auf dem Vierwaldstättersee bestätigen. Schon auf dem Balkon eines hölzernen Badehäuschens, wenige Meter vom Ufer entfernt, machte sich eine Abnahme der Zerstreuung in der Ionisierungskammer bemerkbar. Als der Apparat in einem kleinen Ruderboot, etwa 1 km entfernt vom Ufer gehalten wurde, fiel die Ionenerzeugung von 12 auf 5 in der Sekunde. Diese Beobachtungen sprechen aber nicht gegen die Annahme, daß die in Rede stehende Strahlung in erster Linie von den radioaktiven Induktionen stammt, sondern beweisen nur, wie schon Mache und v. Schweidler hervorgehoben haben, daß die Flächendichte dieser Induktion auf dem Wasser infolge der Strömung desselben sehr gering wird. Es ergibt sich übrigens auch aus den Versuchen von Gockel und Wulf über die Verbreitung der Thoriuminduktionen im Hochgebirge, daß auch die langlebigen Induktionen im Gegensatz zur Emanation nicht weit verschleppt werden können, sondern sich unmittelbar nach ihrem Entstehen an festen Körpern absetzen. Auf Türmen oder dem Dach hoher Gebäude ist daher, wie sowohl Mc Lennan als auch der Verfasser feststellen konnte, die Strahlung ungefähr ebenso groß wie in der Nähe des Bodens, weil sich die aus der langlebigen leicht verschleppbaren Radiumemanation entstehenden Induktionen an solchen in das Erdfeld ragenden Gegenständen leicht absetzen.

Bereits in Aussicht genommene Beobachtungen im Ballon sollen weiteren Aufschluß über die Änderung der Strahlung mit der Höhe geben.

Zum Schluß noch eine meteorologische Bemerkung. Mehrfach ist schon die Frage angeschnitten worden, aus welchen Gründen sich Nebel vorzugsweise im Herbst bilden, während sie während des Winters auch bei einer relativen Feuchtigkeit von 100 Proz. selten sind. Nach den Beobachtungen von Frau Curie befördert die Anwesenheit von *Ra*-Induktionen die Nebelbildung selbst in nicht vollständig gesättigter Luft. Nun nimmt nach meinen Beobachtungen die Emanationsmenge und damit auch die Menge der Induktionen ab, wenn die obersten Bodenschichten gefroren sind, es kann sein, daß hiermit auch ein Anlaß zur Nebelbildung wegfällt.

(Eingegangen 12. Oktober 1909.)

Diskussion.

Ebert: Die Mitteilung des Herrn Gockel und seine Beobachtungen über dem See sind sehr interessiert. Sie erwähnten, daß auf dem



Meere die Abnahme sehr deutlich war. Sie denken dabei wohl an die Untersuchungen von Eve auf dem großen Ozean? Halten Sie die für ganz einwandfrei?

Vortragender: Insofern als sie ergeben, daß kein großer Unterschied in der Ionisierung über dem Lande und über dem Meere existiert.

Ebert: Ich meine, man kann daraus keinen Einwurf gegen die vorher vorgetragene Anschauung konstruieren, und was die Periodizität in dieser Bodenstrahlung betrifft, so sind ja Herr Kurz und ich in der gemeinsamen Arbeit, die demnächst publiziert werden wird, zu der Vorstellung gekommen, daß es in der Tat radioaktive Induktionen sind, welche die Wände der Erdkapillaren auskleiden, und daraus wird erklärlich, daß die Erscheinung eine gewisse Periodizität aufweist, die mit dem Luftdruck und den Luftdruckänderungen gewisse Beziehungen zeigt. Es ist überraschend, daß eine Strahlung, die aus der Erde kommt, vom Luftdruck abhängen soll. Wenn man aber bedenkt, daß Luft in die Erdkapillaren hineingedrängt wird, so wird es verständlich, daß, wenn der Luftdruck sinkt, auch die Zerfallsprodukte der Emanation immer weiter nach oben rücken und dadurch die Periodizität zustande kommt. So erklärt sich das Zustandekommen der täglichen Periode unter der Annahme, daß der wesentliche Ionisator im Erdreiche liegt.

Was Sie erwähnen, daß die Emanation in der Höhe eines Turmes nicht abnimmt, sondern daß sie zunimmt, so erklärt sich das meiner Meinung nach ungezwungen aus der Wirkung des Erdfeldes: ein Turm ist ja eine in die Luft hineinragende Spitze, wenn die radioaktiven Produkte sich da niederschlagen, so können sie sehr wohl erhöhte Strahlungswirkungen äußern.

Ich höre mit Freuden, daß auch Sie Ballonbeobachtungen vornehmen wollen. Prof. Elster teilte mit, daß auch in Braunschweig gleiches geschehen soll. Es ist ja sehr wertvoll, wenn an den verschiedensten Orten derartige Messungen in der Höhe angestellt werden, und es wäre gut, wenn sie mit den Termintagen der internationalen Ballonaufstiege zusammengelegt werden könnten, damit möglichst vergleichbare Werte erhalten werden.

Vortragender: Wenn das Potentialgefälle gestört wird, so wird die Strahlung nicht gestört. Das weist hin nicht auf ein ursächliches Verhalten beider, sondern darauf, daß beide dieselbe Ursache haben, und es liegt ja nahe, den Luftdruck als Ursache anzunehmen, und wie man sich das vorstellen kann, darauf hat bereits Herr Ebert hingewiesen. Ich habe bereits auf der Schweizerischen Physikerversammlung in Genf auf die Arbeit der Herren in München hingewiesen. Meine Strahlungskurve stimmt sehr gut überein mit der Kurve, welche die Herren in München für die Periode der Emanation in den oberen Schichten erhalten haben. Das scheint zu beweisen, daß der veränderliche Teil der Kurve von diesen Schwankungen des Emanationsgehaltes der obersten Bodenschichten herrührt. Was die Untersuchungen von Strutt bezüglich des Thors anlangt, so muß ich sagen, ich habe eine ganze Reihe von Gesteinen untersucht und finde, daß sie mehr Thorium enthalten, als man selbst nach den Veröffentlichungen von Blanc annahm. Ich hoffe, aus Monaco Schlamm aus größeren Tiefen des Meeres zu bekommen, den ich auch untersuchen will. Ich habe auch Granite untersucht und viel Thorium darin gefunden. Die absoluten Werte will ich nicht angeben, denn ich mißtraue einstweilen noch meinen Werten ebenso wie denen von Strutt. In bezug auf den Termin der Ballonbeobachtungen bin ich vom Schweizerischen Aeroklub abhängig.

E. v. Schweidler (Wien), Über den Einfluß des Standortes auf Messungen der Zerstreuung und Leitfähigkeit der Atmosphäre.

Der durch die Gleichungen:

$$q = \frac{a_-}{a_+} = \frac{\lambda_+}{\lambda_-} = \frac{n_p c_p}{n_n c_n}$$

definierte Quotient, wobei a_+ und a_- die bei positiver, bzw. negativer Ladung des Apparates erhaltenen Werte des Zerstreuungskoeffizienten, λ_+ und λ_- die den positiven, bzw. negativen Ionen entsprechenden Werte der polaren Leitfähigkeit, n und c die Ionenzahlen und -beweglichkeiten bezeichnen, ist oftmals auf Grund der empirisch erhaltenen Resultate bezüglich seiner Abhängigkeit von verschiedenen meteorologischen Begleiterscheinungen diskutiert worden. Hier soll speziell der Zusammenhang dieses Quotienten mit der Stärke des elektrischen Feldes am Beobachtungsorte selbst oder in dessen unmittelbarer Umgebung untersucht werden. Vorausgesetzt ist zunächst, daß die Beobachtung an einem Elster-Geitelschen Zerstreuungsapparate mit freistehendem Zerstreuungskörper (ohne Schutzzylinder) erfolge; daß die so erhaltenen Werte der Zerstreuung den polaren Leitfähigkeiten proportional sind, habe ich durch Vergleiche mit Messungen nach der Gerdienschen und nach der Scheringschen Methode nachgewiesen [1]).

Theoretisch ergibt sich über die Beeinflussung durch das natürliche elektrische Feld der Atmosphäre folgendes:

1. Der Apparat sei an ungeschütztem

---

1) v. Schweidler, Wien. Ber. **115**, 1269, 1906 und **118**, 91, 1909.

Standorte aufgestellt, so daß dem Punkte, an welchem der Zerstreuungskörper sich befindet, ein von Null verschiedenes Potential V_0 zukommt. In diesem Fall sind die Störungen der Zerstreuungsmessung durch das Feld von zweierlei Art.

a) Falls V_0 Schwankungen unterliegt, lagern sich diese über die das eigentliche Meßobjekt bildende Potentialabnahme durch Zerstreuung; die Einzelwerte von a_- und a_+ und daher auch q werden hierbei — eventuell sehr beträchtlich — falsch beobachtet. Wegen der Zufälligkeit der Schwankungen von V_0 wird aber der Mittelwert einer großen Anzahl von Einzelbeobachtungen nicht beeinflußt.

b) Wird V_0 als konstant vorausgesetzt, so ist die beobachtete Entladungsgeschwindigkeit gegeben durch: $\frac{dV}{dt} = a\,(V - V_0)$; es wird also der Zerstreuungskoeffizient für das eine Vorzeichen erhöht, für das andere erniedrigt. Bei normalem Potentialgefälle (positivem V_0) wird a_- erhöht, a_+ erniedrigt und damit q systematisch gefälscht im Sinne einer Abweichung nach oben. Für Apparate, welche ein geerdetes Gehäuse besitzen, wie der Elster-Geitelsche Apparat mit Schutzzylinder, die Aspiratoren von Ebert und von Gerdien und dergl. kommen die unter 1. genannten beiden Fehlerquellen natürlich nicht in Betracht.

2. Der Apparat sei an geschützter Stelle, so daß das Potential V_0 nicht merklich von Null abweicht, z. B. in einem fast geschlossenen Hohlraum mit leitenden Wänden, aber die unmittelbare Umgebung des Standortes sei der Sitz eines elektrischen Feldes. In diesem Falle ist hier die Konzentration der positiven und negativen Ionen lokal verändert, und zwar bei normalem Potentialgefälle derart, daß n_- verringert ist. Man findet also wieder für q vergrößerte (nur bei anormalem negativen Gefälle verkleinerte) Werte; diese Abweichung ist nicht eigentlich als Fehler, sondern nur als lokale Störung zu bezeichnen und diese Störung zeigt sich auch an den früher erwähnten Apparaten mit geerdeter Hülle.

Empirisch habe ich bezüglich dieses Zusammenhanges von Standort und Mittelwert von q mit den eben angeführten Überlegungen übereinstimmende Resultate erhalten.

Wie bereits an anderer Stelle erwähnt [1]), gaben durch mehrere Sommer ausgeführte Zerstreuungsbeobachtungen folgende — aus je mehreren Hundert von Einzelmessungen abgeleiteten — Mittelwerte:

1) Mache u. v. Schweidler, Die atmosphärische Elektrizität, Braunschweig 1909, S. 82.

a) Geschützter Standort:

Mattsee, 1902: $q = 0{,}98$,
„ 1903: $q = 1{,}00$,
„ 1905: $q = 0{,}99$,
Ossiach, 1906: $q = 0{,}97$.

b) Nicht vollkommen geschützter Standort:

Seewalchen, 1904: $q = 1{,}18$,
St. Gilgen, 1907: $q = 1{,}22$,
Seeham, (a) 1908: $q = 1{,}38$,
„ (b) 1908: $q = 1{,}09$.

Die „geschützten" Standorte des Apparates sind gedeckte Gartenhäuschen, bzw. Veranden zu ebener Erde, die „nicht vollkommen geschützten", Balkone, bzw. Veranden im ersten oder zweiten Stocke eines Hauses, nur teilweise überdacht. Für „Seeham 1908" ist Ort (a) der balkonartig vorspringende Teil einer Veranda, Ort (b) ein etwa 1 1/2 m weiter innen liegender bereits überdachter Punkt. In den letzten Monaten habe ich am gleichen Platze ergänzende Messungen vorgenommen.

302 Einzelmessungen, an einem Standorte (c), der noch etwa 1 m weiter innen liegt als (b), ergaben: $q = 1{,}03_4$. Gleichzeitig mit den Zerstreuungsmengen wurden nach einer etwas primitiven Methode angenäherte Werte des Potentialgefälles in willkürlichen Einheiten ausgeführt. (Der Mittelwert der Feldintensität F, also beiläufig dem Werte $100 \frac{\text{Volt}}{\text{m}}$ entsprechend, ist 4 bis 5 solcher Einheiten.)

Nach Werten der Feldintensität geordnet erhält man:

F	q	Anzahl (n)
negat.	0,72	(13)
0—2,0	0,97	(20)
2,5—4,0	$1{,}02_4$	(91)
4,5—6,0	1,06	(119)
6,5—8,0	1,07	(27)
>8	1,14	(26)

36 dieser Messungen wurden verbunden mit unmittelbar vorher oder nachher ausgeführten Messungen an einem Standorte (p), der vertikal unterhalb von (c) in der analog liegenden ebenerdigen Veranda liegt. Es ergab sich für diese Beobachtungen:

(c): $a_- = 55{,}9$ ‰-Min. $a_+ = 53{,}6$ $q = 1{,}04_0$,
(p): $a_- = 56{,}6$ „ $a_+ = 56{,}6$ $q = 1{,}00_4$.

Am geschützten Standorte ist also q nahezu gleich eins; dem Absolutbetrage nach ist am mangelhaft geschützten Orte die negative Zerstreuung a_- wenig, die positive a_+ beträchtlich gegenüber dem geschützten erniedrigt.

Ordnet man die Werte in (p) in 2 Gruppen nach der Feldintensität, so ergibt sich:

für $F < 4{,}0$ $q = 0{,}99_1$,
„ $F > 4{,}0$ $q = 1{,}01_5$.

Der Einfluß des Erdfeldes ist also noch vorhanden, wenn auch stark abgeschwächt.

Endlich wurden 67 Messungen in einem an die Veranda des ersten Stockes [Standorte (a), (b) und (c)] unmittelbar anschließenden Zimmer ausgeführt, der Mittelwert von q beträgt $0,97_1$; die Abweichungen der Einzelwerte hiervon sind im allgemeinen gering, nur bei starken Störungen des normalen Potentialgefälles (vor Gewittern und dergl.) ist auch die Zerstreuung im Zimmer merklich beeinflußt.

Zusammenfassend kann man also sagen, daß je nach dem Standorte des Apparates die Intensität des elektrischen Feldes der Atmosphäre von größerem oder geringerem Einfluß auf die Beobachtungen der Zerstreuung, bzw. Leitfähigkeit ist. An hinreichend geschützten Orten ergibt sich im Mittel $q = 1$ oder noch etwas kleiner; die durch das normale Feld bedingte Überzahl der positiven Ionen in den untern Schichten der Atmosphäre wird eben durch die größere Beweglichkeit der negativen Ionen im Durchschnitt nahe kompensiert. Daß der Wert $q = 1$ prinzipiell bevorzugt sei, wie K. Kurz[1]) annimmt, scheint mir nicht beweisbar zu sein. Es soll aber nicht geleugnet werden, daß auch unabhängig von dem Gange des Potentialgefälles ziemlich bedeutende Abweichungen der q-Werte vom Normalen auftreten können, eventuell in Zusammenhang mit bestimmten meteorologischen Vorgängen, z. B. Erhöhung von q durch Ausfällung negativer Ionen bei beginnender Kondensation (Tonbildung) und dergl. Doch ist jedenfalls bei der statistischen Untersuchung solcher Zusammenhänge der Einfluß des Potentialgefälles zuerst zu eliminieren.

1) K. Kurz, Dissertation, Gießen 1907.

(Eingegangen 24. September 1909.)

Diskussion.

Kurz: Zu der Ansicht des Herrn Vortragenden, daß lediglich die angeführten Momente bestimmend seien für die Ausbildung des Verhältnisses der Zerstreuungen positiver und negativer Ladungen, möchte ich folgendes bemerken: Die Adsorption der Ionen an Staub, Rauch, Wasserdampf und in engen Kapillaren kann unter Umständen von wesentlichem Einfluß auf die gesuchte Größe werden und zwar wegen der verschiedenen Beweglichkeit der beiden Ionenarten, der die Adsorption proportional ist. In der von dem Herrn Vortragenden angeschriebenen Formel steht in Zähler und Nenner je das Produkt aus Zahl und Geschwindigkeit einer Ionenart. Wie sich das Verhältnis der Ionenzahlen beider Arten ändert unter der Wirkung der Adsorption, konnten wir in München experimentell in folgender Weise zeigen: Wir registrierten die dem Erdboden entquellenden Ionenmengen und erhielten zunächst als Verhältnis der Zahl der positiven Ionen zu der der negativen 1,07 : 1,00. Durch Aufsetzen einer Sandschicht von 2 cm Dicke auf die Austrittsstelle der Ionen änderte sich dies Verhältnis in 1,11 : 1,00. Das heißt, schon eine geringe Sandschicht, eine verhältnismäßig geringe Erhöhung der Adsorptionsmöglichkeit reicht hin, um das Verhältnis der Ionenzahlen merkbar zu ändern. — Rechnen wir nun in der Atmosphäre mit rund 1000 leichtbeweglichen Ionen jeder Art — das ist hoch gegriffen — in der Raumeinheit und mit 50000 Staubteilchen im gleichen Luftvolumen, so sehen wir, daß die Adsorption an Staub für die Ausbildung des fraglichen Verhältnisses eine Rolle spielen muß. Es läßt sich zeigen, daß das Verhältnis der Ionenzahlen gleich 1 bleibt bei der Staubdichte Null, daß es gleich dem reziproken Verhältnis der Ionenbeweglichkeiten wird bei der Staubdichte Unendlich. D. h. q, in der angeschriebenen Formel das Verhältnis der Leitfähgkeiten, der Produkte aus Ionenzahl, Ionengeschwindigkeit und Ionenladung, nähert sich mit wachsendem Staubgehalte dem Werte 1.

W. Hallwachs (Dresden), Lichtelektrisches und Optisches[1]).

Im Anschluß an die bekannten Versuche von Elster und Geitel über die lichtelektrische Empfindlichkeit der Alkalimetalle hat sich vielfach die Meinung gebildet, als ob das sichtbare Licht das eigentliche sei, mit dem man die Alkalimetalle zu lichtelektrischen Erscheinungen bringen könne. Das ist mir von Leuten gesagt worden, welche selbst auf diesem Gebiet anerkannte Arbeiten gemacht haben, sie meinten, im Ultravioletten würden die Alkalimetalle weniger empfindlich sein als im sichtbaren Spektrum, und einer der Herren hat mir eine Arbeit von Braun gezeigt, eine Doktorarbeit, wo für Kalium bei etwa 440 $\mu\mu$ ein Maximum der Empfindlichkeit gefunden ist, und wo diese von da nach Violett hin abnimmt. Ebenso hat er für Rubidium ein Maximum im sichtbaren Gebiet gefunden. Wer sich mit diesen Dingen sehr vielfach beschäftigt hat, wird im allgemeinen aber doch wohl zu der Ansicht kommen müssen, daß das eigentliche Gebiet der lichtelektrischen Erscheinungen das Ultraviolett ist, und für mich unterliegt es gar keinem Zweifel, daß wir beim Fortschreiten in das Gebiet der Schumannschen Strahlen weiter steigende lichtelektrische Wirkungen er-

1) Ausführlichere Veröffentlichung s. Abhandlg. der Isis (Dresden) 1908/09; Ann. d. Physik 1909.



halten werden. Es ist wohl möglich, daß ein sekundäres Maximum im sichtbaren Gebiet sich bildet, aber kein primäres, von der Art, daß die Empfindlichkeit im sichtbaren Gebiet hoch wäre und im stark Ultravioletten gering; das geht wie mir scheint, gegen unsere Gesamtkenntnis dieser Erscheinungen.

Der Umstand, daß ich zufällig im Besitz nicht nur einer mir von Herrn Dr. Dember ursprünglich zu anderen Zwecken hergestellten Kaliumzelle mit Quarzfenster war, sondern auch von ziemlich fertig dastehenden Anordnungen für die Untersuchung der lichtelektrischen Empfindlichkeit bei spektraler Zerlegung und schließlich einer solchen für die thermoelektrische Ausmessung der Energie der einzelnen verwendeten Linien, veranlaßte mich, die spezifische lichtelektrische Empfindlichkeit des Kaliums ins Ultraviolett hinein zu verfolgen. Die Resultate enthält die nachstehende Tabelle:

Wellenlänge	578	546	436	406
Lichtelektrische Empfindlichkeit	0,032	0,083	1,00	0,79
Energie	1,16	1,69	1,00	0,67
Spez. lichtelektr. Empfindlichkeit	0,027	0,049	1,00	1,18
Wellenlänge	365	313	254	217
Lichtelektrische Empfindlichkeit	2,18	3,01	1,98	3,90
Energie	1,19	0,90	0,38	0,55
Spez. lichtelektr. Empfindlichkeit	1,83	3,34	5,2	7,1

Man sieht, daß auch beim Kalium die spezifische lichtelektrische Empfindlichkeit mit wachsendem Ultraviolett steigt. Das Verhalten des Kaliums liefert also in keiner Weise eine Nötigung, unsere Grundanschauungen über die lichtelektrischen Erscheinungen zu ändern. Die Ursache, daß Kalium zu so vielen Mißverständnissen Veranlassung gegeben hat, ist wohl die, daß man sich gescheut hat, die Glaszellen mit einem Quarzfenster zu versehen.

Natürlich muß die Untersuchung auch mit Rubidium ausgeführt werden; dafür ist eine Arbeit bereits im Gange.

Hinsichtlich der Zahlenwerte möchte ich noch sagen, daß nach hinten die Werte eher noch zu klein sind, da das Licht bei der Kaliumzelle noch durch eine Quarzplatte hindurch mußte, deren mit wachsendem Ultraviolett ja ansteigende Absorption nicht in Abzug gebracht wurde, weil man die Zelle nicht zerstören wollte.

Nun möchte ich noch über etwas anderes reden. Bei derartigen Versuchen und bei ähnlichen muß man verschiedene ultraviolette Lichtsorten auswählen. Wo dies nur als Mittel zum Zweck gebraucht wird, möchte man es natürlich sehr schnell machen. Was zunächst die Lichtquelle betrifft, so wird im allgemeinen eine Quarzquecksilberlampe zu nehmen sein; in ihrer neuen Form brennt sie ja so konstant, daß man sich, außer für das allerletzte Ultraviolett schwerlich einer anderen Lichtquelle bedienen wird. Soll nun die Wellenlänge ausgewählt werden, so bleibt zunächst nichts übrig, als ein Spektrometer zu nehmen und zu messen, ev. zu photographieren, wozu aber der Raum verdunkelbar sein muß. Dies kostet sehr viel Zeit. Es ließe sich viel Mühe sparen, wenn man eine Landkarte des ultravioletten Spektrums der *Hg*-Quarzlampe machte, damit nicht jeder, der sich neu mit diesen Dingen beschäftigt, wieder erst Wellenlängen messen muß. Ich habe zwar versucht, das auf einem Uranglas entworfene Spektrum mit den guten Photographien von Küch und Retschinski direkt zu vergleichen, konnte aber so keine zweifelfreie Identifizierung erhalten, so daß schließlich doch wieder Spektrometermessungen ausgeführt werden mußten. Zum Vergleich mit der direkten Beobachtung der Fluoreszenzstreifen mit freiem Auge ist der Maßstab jener Photographien viel zu fein. Um eine solche zu ermöglichen, habe ich Aufnahmen auf Entwicklungspapier, und zwar eine Anzahl solcher mit steigenden Expositionszeiten geeignet gefunden. Ein Diapositiv solcher Aufnahmen wollen wir jetzt projizieren. Für das Ultraviolett liefert das Photographieren auf Entwicklungspapier überhaupt entschiedene Vorteile, da man das Zimmer nicht ganz dunkel zu machen braucht.

Die Expositionszeiten sind 1, 2, 4, bis 256 Sekunden. Die vierte Aufnahme liefert etwa das am leichtesten mit der Ansicht auf dem Uranglas vergleichbare Bild. Während die Linien 365, 313 und auch 254 schon nach einer Sekunde kommen, taucht 406 erst nach etwa 16 und 436 gar erst nach 2 bis 4 Minuten auf, woraus übersichtlich erhellt, ein wie bequemes Reagens auf Ultraviolett das Entwicklungspapier bildet. Ich möchte auch darauf hinweisen, daß die lichtelektrische Wirkung hinsichtlich ihrer Stärke mit diesen photographischen Wirkungen vergleichbare Verteilung liefert, man kann aus der photographischen Aufnahme schon einigermaßen darauf schließen, wo die lichtelektrische Wirkung stark oder schwach sein wird, und in der Tat dürfte ja dem photographischen Prozeß in erster Linie ein lichtelektrisches Phänomen zugrunde liegen.

Um nun diese Orientierungstafel für die Wellenlängen der Quecksilberlampe auch für die Arbeiten anderer verwertbar zu machen, ist ein Lichtdruck hergestellt worden, den Sie in den Abhandlungen der Naturwissenschaftlichen Gesellschaft Isis (Dresden), Jahrgang 1908/09, sowie demnächst in den Annalen der Physik finden werden. Der Lichtdruck ist zwar nicht sehr schön geworden, wenn Sie vergleichen das Original, eine gleich zu Anfang vom Original gemachte Photographie sowie den Lichtdruck — ich gebe das hier im gemein-

samen Umschlag herum —, so werden Sie sehen, daß sich das Original während des Lichtdruckverfahrens verändert hat, bei großen Expositionszeiten sind die Linien ineinander gelaufen. Immerhin wird der Lichtdruck auch dem, der es zum ersten Male macht, ohne Mühe gestatten, die Linien aus der Ansicht auf dem Uranglas oder ev. aus einer ja sehr wenig Zeit raubenden Aufnahme auf Entwicklungspapier zu identifizieren.

Aber nicht nur im Ultraviolett ist das Identifizieren der Linien meist zeitraubend, auch für das sichtbare Gebiet würden Spektralaufnahmen, welche Farbe und Intensität einigermaßen richtig wiedergeben, sehr wünschenswert sein, viel unerfreuliche Arbeit ersparen. Vielleicht können die hier hängenden bunten Spektraltafeln für das Bogenspektrum von *Li*, *Na*, *Ba* hierbei helfen. Entstanden sind sie aus einem andern Grund. Beim Versuch mit der Umkehrung der Natriumlinien kommt man trotz aller Erörterung mit dogmatischen Meinungen, z. B. daß das *Na*-Spektrum nur eine Linie habe, in Konflikt. Es treten Fragen auf, ob nicht doch die anderen Linien Verunreinigungen zu verdanken seien. Dem möchte durchschlagend nur zu begegnen sein, wenn neben die verbreiteten Spektraltafeln für den Bunsenbrenner solche Tafeln wie diese, welche Sie hier sehen, aufgehängt werden. Dieselben sind in gemeinsamer Arbeit von den Herren meines Instituts, Prof. M. Töpler, Dr. Wigand, Dr. Dember, nach dem Projektionsbild mit einem gradsichtigen Prisma gezeichnet, zur Vervielfältigung eingerichtet (die Tafel ist für M. 6.— von meinem Institutsmechaniker Berg zu beziehen) und identifiziert worden. Nur solche Linien, welche in einem größeren Hörsaal auf etwa 6 m Entfernung wirklich sichtbar bleiben, wurden aufgenommen. Die Identifizierung, welche ohne eigentliche Messungen nach den vorhandenen Aufnahmen und Tabellen vorgenommen werden sollte, stieß gelegentlich immer wieder auf Zweifel, ich hoffe aber, daß jetzt alles in Ordnung ist. Die Farben sind meines Erachtens — und Sie bestätigen dies — lebhaft ausgefallen, die verschiedene Breite der Streifen gibt ein brauchbares Bild der Intensitätsverschiedenheiten, die in der Bunsenflamme auftretenden Linien sind etwas länger gemacht.

Von der Tafel hier habe ich einen photographischen Dreifarbendruck in kleinem Maßstab herstellen lassen, der in den nämlichen Zeitschriften wie die Tafel der *Hg*-Lampe zu finden ist. Ich lasse einige Exemplare zirkulieren.

(Eingegangen 12. Oktober 1909.)

Diskussion.

Ebert: Wo hat man sich hinzuwenden, um die Tafeln zu bekommen? Die großen werden wohl von Ihrem Institut aus geliefert und die kleinen?

Hallwachs: Die kommen in die Annalen.

Ebert: Da kann man wohl Abzüge kaufen?

Hallwachs: Das glaube ich nicht, die Auflage war 5000, sie ist für die Zeitschrift der Isis und die Annalen verbraucht, höchstens einzelne Exemplare sind übrig.

Elster: Ich möchte zu dem ersten Teile der Mitteilungen des Herrn Hallwachs etwas bemerken. Geitel und ich, wir haben uns bereits vor etwa 15 Jahren vergeblich bemüht, Alkalimetallzellen mit einem für ultraviolettes Licht durchlässigem Fenster zu versehen. Solche Zellen zeigten eine kontinuierliche Abnahme ihrer Empfindlichkeit und waren meist schon nach Jahresfrist verdorben. Alle von uns zur Befestigung von Quarzfenstern verwendeten Kittmassen gaben im Vakuum Dämpfe ab, welche die Alkalimetallfläche mit einer unsichtbaren Schicht überkleiden. Diese Schicht ändert nachweislich die Empfindlichkeit der Alkalimetallfläche in unkontrollierbarer Weise und ich bin deshalb im Zweifel, ob nicht der von Herrn Hallwachs beobachtete Verlauf der Erscheinung hierdurch beeinflußt ist. Wir haben auch versucht, lichtelektrische Zellen ganz aus Quarzglas herzustellen, doch scheinen diese keinen Vorteil vor Glaszellen zu bieten.

Hallwachs: Daß Herr Elster gerade mich auf die Fehler der organischen Kitte hinweist, wundert mich ein bißchen, nachdem ich doch gerade auf diesem Gebiet des Einflusses von Verunreinigungen besonders viel gearbeitet und gezeigt habe, wo die Schwierigkeiten liegen. Es ist auf dieselben genügend Rücksicht genommen worden, insbesondere wurde das Fenster genügend zeitig vor der Herstellung der Zelle aufgekittet und war weit von der Kaliumschicht entfernt. Auch blieb die Zelle sehr konstant. Daß mir eine Wirkung des Kittes, wo doch meine früheren Arbeiten meine Aufmerksamkeit für jede Verunreinigung geschärft hatten, hätte entgehen können, kann ich mir nicht vorstellen. Wenn Sie sich allerdings auf den Standpunkt stellen, wenn ich ein Quarzfenster drauf mache, kann ich die Erscheinung nicht untersuchen, so ist es natürlich schwierig, hier etwas zu arbeiten. Wenn Sie ein Quarzglasgefäß nehmen, wie Sie es machen, so wissen Sie nicht, was Sie hineinbekommen, denn Ultraviolett wird im Quarzglas doch stark absorbiert, von der Platte aus natürlichem Quarz nur schwach, wovon ich mich überdies überzeugte.

Die Äußerungen von Herrn Elster zeigen, daß ich mit der anfänglichen Bemerkung, allgemeiner und auch bei für dieses Gebiet maßgebenden Physikern bestehe die Meinung, daß das sichtbare Licht dasjenige sei, welches für Kalium in erster Linie wirksam sei, wohl das

Richtige getroffen habe. Herr Geitel hat mir übrigens vor kurzem in Wien, obwohl er im ersten Moment durch die Mitteilung des Ergebnisses meiner Versuche überrascht war, doch sofort gesagt, ja auf gleiche Intensität des einfallendes Lichtes haben wir das allerdings nicht bezogen.

Rubens: Vielleicht läßt sich eine Entscheidung herbeiführen, wenn man mit einer Flüssigkeit arbeitet, etwa mit einer Kalium-Natrium-Legierung. Ihre Oberfläche läßt sich schnell erneuern und es ist sehr wahrscheinlich, daß gleich nach der Erneuerung der beobachtete Effekt der normale sein wird.

Hallwachs: Herr Rubens macht auf das Umschmelzen aufmerksam. Wir haben unsere Kaliumzelle einmal umgeschmolzen. Dr. Dember sagte mir gelegentlich, ich bin auf einmal unsicher, ob ich Ihnen die Kaliumzelle gegeben habe oder eine andere. Er hat dann den Schmelzpunkt bestimmt, woraus folgte, daß keine Zellenverwechslung vorlag und ich habe mit der umgeschmolzenen Zelle weiter gearbeitet, ohne bei den weiteren Versuchen auf Bedenken zu stoßen. Es zeigte sich nichts, was auf eine Verschiebung der relativen Empfindlichkeit gedeutet hätte.

Kayser: Die Dissertation von Herrn Braun, die Herr Hallwachs erwähnte, wonach ein Maximum im sichtbaren Teil des Spektrums liegt, ist bei mir gemacht worden, und ich habe mich selbst davon überzeugt, daß die Arbeit vollkommen gewissenhaft gemacht ist, und daß wir das Maximum bei Kalium, Rubidium, Natrium im sichtbaren Teil bei verschiedenen Stellen gefunden haben. Mit zunehmendem Atomgewicht rückt die Maximalstelle nach Rot, und zwar auffallend in der Weise, wie die Nebenserien der betr. Elemente nach Rot hinrücken. Es ist also eine Gesetzmäßigkeit dafür nachgewiesen, welche mit anderen spektralen Eigenschaften in Verbindung steht und das macht es sehr wahrscheinlich, daß die Tatsache nicht durch Beobachtungsfehler herausgekommen ist. Wir haben allerdings Glaszellen benutzt, und zwar hat die Natriumzelle der Herr selbst hergestellt, während die andern Zellen von den Herren Elster und Geitel freundlichst zur Verfügung gestellt wurden. Die Wirkung des ultravioletten Lichtes haben wir daher nicht beobachten können, und wir haben die Energie im Ultraviolett deshalb nicht untersuchen können, sie kann daher sehr wohl größer werden; aber das hindert nicht, daß starke Maximalstellen im sichtbaren Gebiet vorhanden sind. Daß es der Fall ist, davon bin ich überzeugt. Das haben Elster und Geitel zuerst gefunden, und es schien mir interessant, ob die Veränderlichkeit dieser Maximalstellen mit anderen Gesetzmäßigkeiten zusammenhängt, und das hat sich bestätigt. Ich vertrete die Richtigkeit der Angaben von Braun, daß wir starke Maxima im sichtbaren Gebiet haben, die mit zunehmendem Atomgewicht nach Rot rücken.

Hallwachs: Herr Prof. Kayser hat darauf hingewiesen, daß bei *Ka, Rb, Na* das Maximum im sichtbarer Spektrum liege. Hier liegt insofern ein Irrtum vor, als für *Na* von Herrn Braun kein Maximum im sichtbaren Gebiet gefunden worden ist, sondern die Empfindlichkeit mit abnehmender Wellenlänge immer weiter und stärker ansteigt. Ich gebe ja, wie schon erwähnt, gern zu, daß ev. sekundäre Maxima im sichtbaren Gebiet vorhanden sind, ein primäres liegt aber für *Ka* nicht vor und scheint mir auch für die beiden anderen Körper *Rb* und *Cs* nicht wahrscheinlich. Für später bleibt dann auch noch die Aufgabe übrig, die spezifische lichtelektrische Empfindlichkeit auf gleiche absorbierte statt auf gleiche einfallende Intensitäten zu beziehen.

Lampa fragt nach dem Erscheinungsort und der Bezugsquelle der Spektraltafeln.

Hallwachs: Die Tafeln werden in dem hier vorgezeigten Format 120×150 cm^2 geliefert vom Mechaniker Berg meines Instituts zu etwa 6 Mark.

L. Meitner (Wien-Berlin), Strahlen und Zerfallsprodukte des Radiums. Vergl. hierzu die beiden Aufsätze von O. Hahn und L. Meitner: Nachweis der komplexen Natur von Radium *C*, diese Zeitschr. **10**, 697, 1909 und: Über eine typische β-Strahlung des eigentlichen Radiums, diese Zeitschr. **10**, 741, 1909.

Diskussion.

Ebler: Ich möchte die Vortragende fragen, um wieviel langsamer die Erholung war bei der Emanation?

Vortragende: Unsere Versuche sind erst vor etwa drei Monaten begonnen worden und es ist schwierig, festzustellen, ob man emanationsfreie Präparate hat. Beim ersten Glühen kann man die Emanation vollständlich entfernen; bei wiederholt geglühten Blechen ist das nicht möglich. Es hat fast den Anschein, als ob die Substanz etwas tiefer in das Platin eindringt und dann nicht mehr zu entfernen ist. Unsere Messungen sind über 8 Wochen ausgedehnt und haben noch eine merkliche Zunahme ergeben, während doch sonst nach 5 Wochen eine Zunahme der Emanation kaum mehr stattfindet.

Rubens: Es ist ja sehr hübsch, daß die Familie des Radiums wieder einen erfreulichen Familienzuwachs erhalten hat. Aber mit der Zeit wird das etwas unheimlich, und man fragt



sich, ob die Vermehrung nun immer so weiter geht. Aus dem Vortrage geht nun aber erfreulicherweise auch hervor, daß wir doch eine gewisse Grenze bezüglich der Zahl der Elemente in der Familie des Radiums zu erwarten haben. Es ist nach dem vorliegenden Tatsachenmaterial anzunehmen, daß ein Element durch eine einheitliche β-Strahlung oder durch eine homogene α-Strahlung charakterisiert wird. Wenn man also eine inhomogene Strahlung hat, wird man versuchen müssen, den Stoff noch in weitere Elemente zu zerlegen, wenn aber eine einheitliche Strahlung vorhanden ist, so darf man annehmen, daß eine weitere Zerlegung nicht mehr möglich ist, es sei denn, daß es sich um strahlungslose Produkte handelt. Es läßt sich also hoffen, daß uns nunmehr die meisten Elemente der Radiumfamilie bekannt sind.

H. W. Schmidt, β-Strahlung und Atomgewicht, Auszug aus Teil II einer demnächst in dieser Zeitschrift erscheinenden Abhandlung: „Beitrag zur Frage über den Durchgang der β-Strahlen durch Materie".

Leo Grunmach (Berlin), Über neue Methoden und Apparate zur Messung von Erderschütterungen kleinster Periode. (Nach gemeinsam mit Herrn Dr. Franz Weidert ausgeführten Untersuchungen.) (Aus den Sitzungsber. d. Kgl. Akad. d. Wissensch. zu Berlin mitgeteilt vom Verfasser [1]).)

Vor 23 Jahren habe ich in der Berliner Physikalischen Gesellschaft [2]) über einige von mir angewandte Versuchsmethoden zur Messung der Stärke und Fortpflanzung kleiner künstlich hervorgerufener periodischer Erderschütterungen, z. B. solcher, die infolge regen Fabrikbetriebs oder bei lebhaftem Straßenverkehr oder durch eine fahrende Lokomotive erzeugt werden, berichtet, von denen nur eine, auf der Gauß-Poggendorffschen Spiegelablesung beruhende, einigermaßen sichere numerische Werte der zu messenden Größen lieferte. Obschon diese Versuche dem damaligen Stande der Seismometrie gemäß mit recht primitiven Mitteln ausgeführt worden waren, boten sie doch den Anlaß, daß mir vor nunmehr drei Jahren seitens der Provinzialverwaltung Schlesiens folgende interessante, für die moderne Bauingenieurwissenschaft wichtige Untersuchung übertragen wurde:

Es sollten die Felsschwingungen gemessen werden, die an der Queistalsperre (bei Marklissa in Schlesien) durch den Absturz größerer Wassermassen hervorgerufen werden.

In erster Linie hatte ich in Aussicht genommen, mit Hilfe von speziell für diesen Zweck gebauten seismometrischen Apparaten an einer größeren Anzahl von Punkten der Sperrmauer und des Felsens Kurven aufzunehmen, welche analog den Erdbebendiagrammen die Lage eines bestimmten Boden- und Felsteilchens als Funktion der Zeit angeben. Als wichtigster Teil der Untersuchung war aber die Aufgabe gestellt worden, die Erschütterungen des Felsens auch unmittelbar an derjenigen Stelle des Umlaufstollens zu messen, die von dem durch die Abfallschächte herabstürzenden Wasser direkt getroffen wird, da hier naturgemäß die größten Erschütterungen erwartet werden mußten. Durch diese Forderung wurde aber die Untersuchung zu einer höchst komplizierten und schwierigen, da diese Stelle bei gefülltem Staubecken nicht mehr zugänglich ist, so daß die Apparate im Innern des Felsens wasserdicht eingebaut werden mußten und nur aus der Ferne zu beobachten waren, wofür allein elektrische Methoden in Frage kommen konnten.

Nachdem diese Untersuchungen, die ich gemeinschaftlich mit Herrn Dr. Franz Weidert ausgeführt habe, vor kurzem zum Abschluß gekommen sind, möge es mir gestattet sein, an dieser Stelle in Kürze über die von uns angewandten Methoden und Apparate zu berichten, da durch sie zum ersten Male die Möglichkeit geboten ist, Bodenerschütterungen kleinster Periode bei sehr geringer Amplitude [1]) in exakter Weise zu messen.

Die nach unseren Angaben von Herrn Mechaniker Paul Stückrath in Friedenau für diese Untersuchung angefertigten Apparate waren

1. ein Apparat zur Messung der maximalen Werte der auftretenden Beschleunigungen in drei zueinander senkrechten Richtungen (Dreipendelapparat),
2. ein Horizontalpendel zur Messung der Verschiebungen der Felsteilchen in horizontaler Richtung, und zwar mit mikrophotographischer Registrierung für oberirdische Beobachtungen und mit magneto-induktiver Registrierung für Messungen an unzugänglicher Stelle.

I. Apparat zur Messung der maximalen Werte der auftretenden Beschleunigungen.

Das Prinzip der Meßmethode besteht darin, daß der zu messende maximale Wert der auftretenden Beschleunigungen mit einer

1) L. Grunmach, Sitzungsber. d. Kgl. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, Gesamtsitzung vom 29. Juli 1909.

2) L. Grunmach, Über Versuche zur Messung kleiner periodischer Erderschütterungen. Verh. der Phys. Gesellsch. zu Berlin 1886, Nr. 8, S. 58—64.

1) Die gefundenen Perioden der Felserschütterungen betrugen 0,029 bis herunter zu 0,0025 Sek., während die zugehörigen Amplituden zwischen 0,001 und 0,00005 mm schwankten.

meßbar einzustellenden, also bekannten Beschleunigung verglichen wird, und läßt sich durch folgende einfache Betrachtung erläutern.

Greift an einem auf ebener Unterlage ruhenden Körper von der Masse M außer der Schwere noch eine nach oben gerichtete Federkraft F an, so ist die Kraft P_0, mit der der Körper auf der Unterlage aufliegt,

$$P_0 = Mg - F,$$

wo g die Erdbeschleunigung bedeutet. Wird die Unterlage mit einer Beschleunigung b nach unten bewegt, so ist die Kraft, mit der der Körper dann aufliegt, nur noch

$$P = M(g - b) - F.$$

Wird nun die Beschleunigung b immer größer, so wird die Auflagekraft P immer kleiner, und wenn P gleich Null geworden ist, findet eben noch zwischen dem Körper und seiner Unterlage Kontakt statt, der aber momentan unterbrochen wird, sobald b noch weiter wächst. Diese kritische Beschleunigung

$$b = g - \frac{F}{M}$$

kann durch Veränderung der Federkraft F auf beliebige Werte zwischen Null und der Erdbeschleunigung g eingestellt werden.

Um nun den Maximalwert der bei einer auf- und niedergehenden Bewegung der Unterlage auftretenden Beschleunigungen zu messen, stellt man die Feder zunächst auf eine solche Kraft F ein, daß der Körper mit seiner Unterlage sicher in Kontakt bleibt, und vergrößert dann allmählich die Federkraft bis zu dem Momente der Kontaktunterbrechung. Sind die zu messenden Beschleunigungen größer als g, so läßt man die Federkraft nach unten wirken.

Die Einrichtung und Wirkungsweise des Apparates zur Messung der maximalen Beschleunigungen läßt sich am einfachsten an dem einen horizontal liegenden Pendel des in Fig. 1 [1]) abgebildeten Dreipendelapparates erläutern. Der die stationäre Masse M tragende Hebel H ist bei A drehbar gelagert und ruht mit der Kugel K auf der plan geschliffenen Fläche des vertikal verstellbaren Ambosses C auf. Der Druck, mit dem die Kontaktkugel des Hebels auf der Unterlage aufliegt, kann in seiner Größe verändert werden durch die größere oder geringere Spannung der Federn F_1 bzw. F_2, von denen die erstere durch die Mikrometerschraube B gespannt werden kann. Die Bewegung der Mikrometerschraube in dem einen oder andern Sinn erfolgt für jedes der drei Pendel durch je ein Sperrklinkenwerk S, welches auf elektromagnetischem Wege von der oberirdisch gelegenen Beobachtungsstation aus betätigt wird, und dessen jeweilige Stellung an einem dort befindlichen, synchron arbeitenden Anzeigeapparat abgelesen werden kann. Die Reibung der Achse A in ihrem Lager wird bei diesem horizontal liegenden Pendel dadurch unschädlich gemacht, daß die Feder genau in seinem Schwerpunkt angreift, bei den beiden andern vertikal hängenden Pendeln dadurch, daß ihr Gewicht durch je eine in den Hülsen D_1 bzw. D_2 befindliche Entlastungsfeder aufgehoben ist. Der Moment der Kontaktunterbrechung zwischen der Kugel K und der ebenen Auflagefläche des Ambosses C wurde in dem etwa 300 m von der Einmauerungsstelle entfernten Laboratorium mittels eines Saitengalvanometers beobachtet, weil dies vor anderen Galvanometern bekanntlich den Vorzug besitzt, momentanen Stromstößen schnell und sicher zu folgen. Zu diesem Zweck ist der Amboß C von dem Gehäuse isoliert und mit einer Klemmschraube versehen, während die Kontaktkugel durch den Hebel und die Federn mit einer am Gehäuse befindlichen Klemme in Verbindung steht. Zur Messung wird nun an diese beiden Klemmen, wie aus Fig. 2 ersichtlich, einerseits die Batterie E mit einem Vorschaltwiderstand w_1 angelegt, dessen Größe so zu wählen ist, daß die Klemmenspannung am Erschütterungsapparat keine zu große wird, und andererseits, also diesem Stromkreise parallel, das Einthovensche Saitengalvanometer in der kleineren Edelmannschen Form [1]).

Solange nun die Kontaktkugel auf ihrer Unterlage aufliegt, geht der Strom der Batterie E vorzugsweise durch den äußerst kleinen Widerstand des Hebels und Ambosses, während durch den Galvanometerkreis infolge des sehr hoch gewählten Vorschaltwiderstandes w_2 kein meßbarer Strom hindurchgeht. Wird aber der Kontakt, wenn auch nur auf ganz kurze Zeit, unterbrochen, so geht der ganze Strom der Batterie E durch das Galvanometer und lenkt dessen Faden während der Dauer der Kontaktunterbrechung ab.

Als geeignetstes Material für die Kontaktflächen erwies sich schließlich, nachdem längere Versuche mit verschiedenen Platin-Iridium-Legierungen sowie mit Spiegelmetall und Stahl weniger günstige Resultate ergeben hatten, eine von W. C. Heraeus in Hanau hergestellte Legierung von 50 Proz. Osmium mit 50 Proz. Iridium. Dieser Kontakt gewährleistet infolge der außerordentlichen Härte des Osmium-Iridiums eine vollkommene Unveränderlichkeit gegen mechanische Einwirkungen und hat sich auch in bezug auf seine Beständigkeit gegen atmosphärische Einflüsse auf das glänzendste bewährt.

Die Theorie des Apparates läßt sich im Anschluß an die obigen Betrachtungen folgendermaßen entwickeln: Es sei l die Entfernung des Schwingungsmittelpunktes, L die des Kontakt-

1 Die neun Figuren des Artikels befinden sich auf den Tafeln XV—XVII.

1) M. Edelmann, diese Zeitschr. 7, 115, 1906.

punktes vom Drehungspunkt A des Pendels; ferner sei J das Trägheitsmoment des Pendels in bezug auf die durch A gehende Achse. Solange keine Erschütterungen stattfinden, sei wieder die Kraft, mit der die Kontaktkugel aufliegt, gleich P_0. Bei dem horizontal liegenden Pendel wird diese durch die gemeinschaftliche Wirkung von Federkraft und Pendelgewicht hervorgebracht, bei den vertikal hängenden Pendeln durch die Wirkung der Federkraft allein. Bewegt sich nun der Boden und mit ihm der ganze Apparat mit der Beschleunigung b in der Richtung von Kontaktkugel nach Amboß, so ergibt sich nach einfacher Betrachtung die Auflagekraft zu

$$P = P_0 - \frac{J b}{l L},$$

also wenn — bei der Kontaktunterbrechung — P gleich Null wird,

$$b = \frac{l L}{J} P_0 .$$

Da l, L und J nur von den Dimensionen des Pendels abhängen, kann man auch schreiben

$$b = C P_0 ,$$

wobei

$$C = \frac{l L}{J}$$

die Konstante des Instruments bedeutet.

Die Auflagekraft P_0 wurde bei jedem der drei Pendel für mehrere Stellungen der Mikrometerschraube mittels einer auf den Apparat zu diesem Zweck aufzuschraubenden Wagevorrichtung unmittelbar experimentell bestimmt, um so Eichungskurven für die einzelnen Meßfedern zu gewinnen. In welcher Weise dies geschieht, ist aus Fig. 3 ersichtlich, die die Wagevorrichtung in Verbindung mit dem für unsere ersten Vorversuche gebauten einfachen Pendelapparat darstellt. An der einen Wageschale ist nämlich ein Draht befestigt, der durch die Öffnung o hindurchgeht und an seinem untern Ende eine kleine Gabel zur Aufnahme eines genau mitten durch die Kontaktkugel gehenden Stahlstiftes trägt. Durch Auflegen von Normalgewichten auf die andere Wageschale läßt sich dann bei horizontaler Lage des Hebels die Kraft P_0 direkt bestimmen. Um auch bei vertikaler Lage des Hebels für die verschiedenen Federn und deren verschiedene Spannungen die Kräfte P_0 zu erhalten, muß man von den bei horizontaler Lage des Hebels gemessenen Auflagekräften noch die Kraft abziehen, mit der die Kontaktkugel in horizontaler Lage des Hebels vermöge seines Gewichtes allein auf dem Amboß aufliegt, da bei vertikaler Lage des Hebels die auf ihn wirkende Schwerkraft durch die Achse A hindurchgeht, ein Drehmoment von ihr also nicht ausgeübt wird. Ist demnach die Konstante des Instruments sowohl wie P_0 im CGS-System gemessen, so erhält man die Beschleunigung in cm/sec². Den maximalen Wert der auftretenden Beschleunigungen erhält man also, wenn man in der oben beschriebenen Weise die Kraft der Meßfeder und damit P_0 bis zum Eintritt der Kontaktunterbrechung ändert.

Die beobachteten Maximalwerte der Beschleunigungen schwankten bei unsern Versuchen je nach den Abflußverhältnissen zwischen 5 und 130 cm/sec².

II. Horizontalpendel.

Das Horizontalpendel, welches zur Messung der wahren Bodenbewegungen in horizontaler Richtung dient, unterscheidet sich von den zu seismometrischen Zwecken gebräuchlichen im wesentlichen durch die Art der Aufzeichnung der Pendelschwingungen. Während nämlich bei den zur Registrierung von Erdbeben gebräuchlichen Seismographen wegen der längeren Perioden der Erdbodenschwingungen, die etwa eine Sekunde bis zu einer Minute und darüber betragen, die Aufzeichnung der Wellen mittels Hebelübertragung und Schreibstift auch für die stärksten Vergrößerungen ausreicht, würde bei den durch den Wasserabsturz hervorgerufenen Felserschütterungen von sehr kurzer Periode (0,029 bis herunter zu 0,0025 Sek.) diese Registrierungsart wegen der Trägheit und Elastizität des Hebelwerkes vollkommen versagen. Für solche schnellen Schwingungen käme deshalb in erster Linie eine optische Methode in Betracht. Die gewöhnlich angewandte photographische Registriermethode ist jedoch in der bei den Seismographen gebräuchlichen Form, bei der ein Lichtstrahl durch einen am Pendel befestigten Spiegel abgelenkt wird, nur bei schwachen und mittleren Vergrößerungen mit Vorteil zu verwenden, während zur Erzielung stärkerer (z. B. 1000facher Vergrößerungen) ein ungewöhnlich großer Registrierabstand erforderlich wäre, wodurch die Schärfe der Bilder beeinträchtigt würde, ganz abgesehen davon, daß ein so großer Abstand zwischen Spiegel und lichtempfindlichem Papier bei ähnlichen Untersuchungen in der Praxis kaum zu Gebote stehen dürfte. Zwar kann man unter anderem den erforderlichen Registrierabstand dadurch verkleinern, daß man die Drehungen des Pendels durch einen Hebelmechanismus schon in vergrößertem Maße auf den Spiegel selbst überträgt. In diesem Falle wären jedoch wieder bewegliche Zwischenglieder notwendig, die, wie vorhin erwähnt, die Sicherheit der Registrierung so schneller Schwingungen in hohem Maße gefährden.

Das Horizontalpendel wurde deshalb zunächst mit mikrophotographischer Registrierung ausgerüstet, dergestalt, daß die Be-

wegungen einer an der stationären Masse angebrachten Marke durch ein Projektionsmikroskop in jeder beliebigen Vergrößerung auf dem mit konstanter Geschwindigkeit bewegten lichtempfindlichen Papier aufgezeichnet werden können.

Für die Messungen an den unterirdisch gelegenen unzugänglichen Stellen im Innern des Felsens kam zur Anwendung eine magneto-induktive Registrier- und Messungsmethode, indem die Induktionsströme, die durch die Relativbewegungen der stationären Masse gegen den Erdboden in einer in einem starken Magnetfeld befindlichen Spule erregt werden, durch ein Kabel nach oben geleitet und hier mit Hilfe eines Saitengalvanometers aufgezeichnet wurden. Diese Induktionsströme liefern unmittelbar nur die Geschwindigkeitskurve, aus der in der später zu beschreibenden Weise die Größe der Bewegung selbst abgeleitet wird

Um die nötigen Untersuchungen über die Brauchbarkeit sowohl der mikrophotographischen wie der magneto-induktiven Registriermethode an einem und demselben Pendel anstellen zu können, wurde das Horizontalpendel deshalb zunächst so ausgeführt, daß die Registrierung sowohl auf dem einen wie auf dem andern Wege erfolgen konnte.

Fig. 4 und 5 stellen das Instrument mit mikrophotographischer Registrierung, von vorn und von der Seite gesehen, dar. An einer mittels Libelle und Stellschrauben[1]) nivellierbaren versteiften Grundplatte P ist der solide Träger T für das Horizontalpendel aufgeschraubt. An diesem Träger ist mittels der beiden Blattfedern F_1, F_2 der dreieckartige Rahmen R aufgehängt, der an seinem vorderen Ende die etwa 2 kg schwere parallelepipedische stationäre Masse M trägt, so daß diese in einer nahezu horizontalen Ebene frei hin- und herschwingen kann. Zur Herstellung einer geeigneten Schwingungsdauer des Horizontalpendels läßt sich der untere Drehpunkt desselben verlegen und damit die Neigung seiner Drehungsachse verändern. Über die Herstellung der erforderlichen Dämpfung siehe später S. 857.

Die stationäre Masse M ist vertikal der Länge nach durchbohrt. Am oberen Ende der Durchbohrung befindet sich in einem aufschraubbaren Ring r die zu projizierende Marke, bestehend aus einem zwischen zwei Deckgläschen mittels Kanadabalsam eingekitteten 0,015 mm dicken Silberdraht. Daß die Marke nicht im Schwerpunkt der stationären Masse angebracht ist, geschah aus konstruktiven Gründen, nämlich, um das ganze Instrument recht eng zusammenbauen zu können. Diese Anordnung ist hier zulässig, da keine Reibungs- oder Trägheitskräfte eines Schreibhebelwerkes an der Masse angreifen, die diese in schlingernde Bewegung bringen könnten. Die Beleuchtung der Marke erfolgt in der Art, daß die auf einen im unteren Teil der stationären Masse befindlichen geneigten Spiegel horizontal auffallenden Strahlen einer Bogenlampe senkrecht nach oben reflektiert und durch ein als Hilfskondensor dienendes Mikroskopobjektiv in der Objektebene gesammelt werden.

1) Die in der Figur sichtbaren Stellschrauben kamen nur bei den Vorversuchen im Laboratorium zur Anwendung; bei den eigentlichen Versuchen war die Grundplatte, wie auf Seite 857 angegeben, durch drei starke Bolzen mit dem Boden des Eisenkastens verschraubt.

Zur Projektion der Marke dient das auf einen Messingklotz N aufgeschraubte Mikroskopoberteil des Zeißschen mikrophotographischen Stativs I, auf welches das Bildumkehrprisma B aufgesetzt ist, um das in vertikaler Richtung aus dem Mikroskop austretende Lichtbündel in horizontaler Richtung zum Registrierapparat zu leiten. Durch passende Wahl des Mikroskopsystems, des Projektionsokulars sowie des Projektionsabstandes läßt sich die Vergrößerung auf jede beliebige Zahl bringen. Verwendet man an Stelle der Projektionsokulare die stärkeren Kompensationsokulare, so läßt sich der für eine bestimmte Vergrößerung erforderliche Projektionsabstand noch außerordentlich reduzieren. So sind z. B. zur Erzielung einer 1000-fachen Vergrößerung mit Apochromat $f = 4$ mm bei Kompensationsokular 12 nur etwa 33 cm Abstand zwischen Okular und lichtempfindlichem Papier erforderlich. Man ersieht hieraus, wie sehr man den Registrierabstand bei Anwendung mikrophotographischer Registrierung verkürzen kann.

Die Registrierung der auf diese Weise vergrößerten Bewegung der Marke erfolgte mittels eines Edelmannschen Registrierapparates[1]) mit Uhrwerksantrieb, den wir für unsere Zwecke derart umbauen ließen, daß die Registrierung auf Papierbändern bis zu 20 m Länge erfolgen konnte. Die Zeitmarkierung erfolgte durch den zwischen Magnesiumspitzen überspringenden elektrischen Funken eines Induktors mit parallel geschalteter Leidener Flasche, unter Vermittelung eines Pendels, das auf eine Schwingungsdauer von genau 0,2 Sekunde reguliert war und bei jeder Schwingung momentan einen im Primärkreis des Induktors liegenden Quecksilberkontakt schloß.

Daß sich in vielen Fällen die Anwendung dieser mikrophotographischen Registriermethode mutatis mutandis auch für die Zwecke der praktischen Seismometrie sehr wohl eignet, wird an anderer Stelle ausführlicher erörtert werden. Hier sei nur hervorgehoben, daß man dann bei Verwendung der üblichen Registriertrommeln

1) M. Edelmann, diese Zeitschr. 7, 115, 1906.

als Lichtzeiger an Stelle des dunklen Bildes der Marke auf hellem Grund das Bild eines beleuchteten Punktes auf dunklem Grund benutzt, weil der Papierersparnis halber hier die Kurven meist in spiralförmigen Linien auf der Registriertrommel verzeichnet werden.

Abgesehen von den Vorzügen, die die mikrophotographische Registriermethode vor den üblichen photographischen besitzt, nämlich die Möglichkeit, auf leichte Weise den Registrierabstand zu verkürzen und die stärksten Vergrößerungen zuzulassen, hat sie auch vor der mechanischen Registriermethode, der sie übrigens bezüglich der Schärfe der Kurven nahekommt, den nicht zu unterschätzenden Vorteil, daß, wie bei allen optischen Registriermethoden, wegen des Wegfalls jeglicher Reibungs- und Trägheitswiderstände auch für starke Vergrößerungen die stationäre Masse des Seismographen sehr klein gewählt werden darf, und daß man bei einem und demselben Instrument durch Auswechselung des projizierenden Objektivs leicht und rasch von einer Vergrößerung zur andern übergehen kann.

Um nun aber auch außer dieser mikrophotographischen Registrierung die eingangs erwähnte elektrische Registrierung aus der Ferne zu ermöglichen, ist die Herstellung eines künstlichen magnetischen Feldes erforderlich, innerhalb dessen das Horizontalpendel, an dessen stationärer Masse zu diesem Zwecke zwei Induktionsspulen angebracht sind, seine Schwingungen ausführt. Diese Induktionsspulen sind konaxial an den beiden Seitenflächen der stationären Masse so angeschraubt, daß ihre Achsen parallel zur Schwingungsrichtung des Pendels liegen und durch dessen Schwingungsmittelpunkt hindurchgehen. Die oben beschriebene durchbohrte stationäre Masse wird jetzt durch eine massive parallelepipedische ersetzt (Fig. 6).

Die Enden der Wicklungen der Induktionsspulen stehen unter Vermittlung je zweier schmaler, nur 0,02 mm dicker Silberstreifen S_1 und S_2, die in unmittelbarer Nähe der Drehungsachse angebracht sind, mit je einem auf der Grundplatte isoliert aufgesetzten Klemmenpaar in Verbindung, von denen in der Figur nur das eine Paar K_1, K_2 sichtbar ist.

Diese an der stationären Masse befestigten beiden Induktionsspulen schwingen frei mit sehr geringem Zwischenraum in dem radial verlaufenden Feld je eines der aus bestem schwedischen Schmiedeeisen gefertigten Elektromagnete E_1, E_2 (Topfmagnete), die nach Entfernung des Projektionsmikroskops und seines Fußes N symmetrisch zu beiden Seiten der stationären Masse angebracht sind. Um eine gute Ventilation der von den Eisenzylindern umschlossenen Erregungsspulen zu erzielen, sind in diese je vier Längsschlitze eingefräst. Die Enden der Magnetisierungsspiralen führen zu zwei isoliert auf der Grundplatte aufgesetzten Klemmenpaaren, von denen nur das eine K_3, K_4 in der Figur sichtbar ist. Als Material für die Spulenkörper der Induktionsspulen ist absichtlich kein isolierendes Material, sondern Messing gewählt worden, um so auf bequemste Weise, nämlich auf elektromagnetischem Wege, die erforderliche Dämpfung (Dämpfungsverhältnis gleich 5 bis 15) für die Schwingungen des Pendels zu erreichen. Auch bei Anwendung der mikrophotographischen Registrierung wurde zur Erzielung passender Dämpfung stets der eine am Gestell verbleibende Elektromagnet erregt.

Die Aufzeichnung der Ströme, die infolge der Bewegung der mit dem Felsen in starrer Verbindung stehenden Elektromagnete gegen die von der stationären Masse getragenen Induktionsspulen in diesen induziert werden, erfolgte mittels eines Elektromagnet-Saitengalvanometers, dessen Platinfaden mit Rücksicht auf die Kürze der Perioden der zu registrierenden Schwingungen auf eine Eigenschwingungsdauer von etwa 0.0015 Sekunde eingestellt war.

Für die Untersuchungen der Erschütterungen des Felsens im Umlaufstollen waren der Dreipendelapparat sowie das Horizontalpendel mit magneto-induktiver Registrierung in einem gußeisernen, wasserdicht verschließbaren Kasten nach ihrer Justierung unverrückbar angeschraubt und durch ein 16adriges Kabel mit der etwa 300 m entfernten, auf der andern Seite der Talsperre gelegenen Beobachtungsstation verbunden. Der Kasten war $1\frac{1}{2}$ m hinter der Wand des Umlaufstollens in den Fels auf das sorgfältigste allseitig einbetoniert, so daß Apparate und Fels ein einheitlich zusammenhängendes starres Ganzes bildeten.

Die Lage des Kastens im Felsen ist aus der in Fig. 7 wiedergegebenen Blitzlichtaufnahme zu erkennen, die den Kasten nach dem Einbau und der Justierung der Instrumente vor dem endgültigen Aufschrauben des Deckels darstellt. Im oberen Teile sieht man den Dreipendelapparat mit seinem abgeschlossenen Gehäuse, im unteren Teil das Horizontalpendel. Der Deckel selbst ist in der Photographie vorn vor der Höhlung auf dem Gerüst liegend sichtbar. Auf der rechten Seite sieht man die Einführung des Kabels in den Kasten.

Theorie der magneto-induktiven Registriermethode. Bei der Bewegung der Induktionsspulen im magnetischen Feld wird in ihnen eine elektromotorische Kraft induziert, die in jedem Augenblick der Relativgeschwindigkeit des Bodens gegen die Mitte der Spule proportional ist. Unter der Voraussetzung, daß Kapazität und Selbstinduktion der Leitungen und Induktionsspulen sehr klein sind, und daß die Eigenperiode der Saite des Saitengalvano-

meters gegenüber der der zu messenden Schwingungen zu vernachlässigen ist, das Saitengalvanometer also genau den Momentanwert des induzierten elektrischen Stromes verzeichnet, sowie unter der weiteren für unser Instrument fast genau zutreffenden Voraussetzung, daß die Spulenachse durch den Schwingungsmittelpunkt des Horizontalpendels geht, gestaltet sich die Berechnung der registrierten Kurven in der Hauptsache folgendermaßen. Es bedeuten in:

t die Zeit in Sekunden,
s die Ablenkung eines Bodenteilchens aus seiner Ruhelage zur Zeit t, ausgedrückt in mm,
α den zu registrierenden Galvanometerausschlag in mm,
i die diesem Ausschlag entsprechende Stromstärke in Ampere,
c die Galvanometerkonstante, d. h. die Stromstärke in Ampere, die im Diagramm einer Ordinate von 1 mm entspricht,
W den Widerstand des aus Induktionsspule, Leitung und Galvanometer gebildeten Stromkreises,
E den Momentanwert der durch die Bodenbewegungen in den Windungen der Induktionsspule induzierten elektromorischen Kraft,
N die Windungszahl der Induktionsspule,
l die Länge einer beliebigen Windung der Induktionsspule,
H die Feldstärke des Elektromagneten an dem Orte dieser Windung.

Da bei unserer Anordnung das Feld der Elektromagnete radial verläuft, also die Feldstärke von innen nach außen in konzentrischen Schichten umgekehrt proportional dem Durchmesser derselben abnimmt, und da andererseits die Länge einer Windung in demselben Verhältnis von innen nach außen zunimmt, so ersieht man leicht, daß bei einer bestimmten Erregerstromstärke für jeden Punkt des Feldes das Produkt $H \cdot l$ denselben Wert besitzt. Die Bestimmung des Wertes $H \cdot l$ in Funktion der Erregerstromstärke erfolgte mit Hilfe eines ballistischen Galvanometers und einer besonders gestalteten Induktionsspirale.

Ist nun zur Zeit t die Relativgeschwindigkeit eines Felsteilchens gleich $\frac{ds}{dt}$ in mm pro Sekunde, also in cm pro Sekunde gleich $\frac{ds}{dt} 10^{-1}$, so wird in diesem Moment in den N Windungen der Induktionsspule eine elektromotorische Kraft induziert von der Größe

$$E = HlN \frac{ds}{dt} 10^{-1} \text{ (CGS)}$$

oder in Volt gemessen von

$$E = HlN \frac{ds}{dt} 10^{-9} \text{ Volt.}$$

Die das Galvanometer durchfließende Stromstärke i hat also den Momentanwert

$$i = \frac{HlN}{W} \frac{ds}{dt} 10^{-9} \text{ Ampere.}$$

Da nun $i = c\alpha$ ist, so folgt für den Galvanometerausschlag α zur Zeit t

$$\alpha = \frac{HlN}{Wc} \frac{ds}{dt} 10^{-9}.$$

Hieraus ergibt sich

$$ds = \frac{Wc\alpha}{HlN} dt \cdot 10^{9}$$

und durch Integration

$$s = \frac{Wc}{HlN} 10^{9} \cdot \int_0^t \alpha \, dt.$$

Nun ist aber $\int_0^t \alpha \, dt$ nichts anderes als die Fläche F der vom Saitengalvanometer registrierten Kurve in qmm, die leicht durch Planimetrierung bestimmt werden kann, zur Zeit t. Es folgt also schließlich für die Größe der Bodenverschiebungen

$$s = \frac{Wc}{HlN} 10^{9} F.$$

Rechnet man W in Ohm, c in Amp./mm, t in Sek., $H \cdot l$ in CGS-Einheiten, so ergibt sich s in mm.

Wesentlich einfacher gestaltet sich natürlich die rechnerische Auswertung reiner Sinusschwingungen, wie sie sich aus den bei unseren Versuchen an der Talsperre gewonnenen Diagrammen in der Regel ergeben haben, weil dann auch das Saitengalvanometer eine Sinusschwingung aufzeichnet, bei der allein die Amplitude und die Periode ausgemessen zu werden braucht, während ein Planimetrieren überflüssig wird. Für eine Sinusschwingung gilt bekanntlich die Beziehung

$$s = s_0 \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right).$$

Hierin bedeuten s die Ausweichung eines Felsteilchens zur Zeit t, s_0 seine Amplitude und T die in Sekunden gemessene Periode der Felsschwingungen. Durch Einführung dieses Wertes von s in die obige Gleichung ergibt sich

$$s_0 \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) = \frac{Wc}{HlN} 10^{9} \int_0^t \alpha \, dt$$

und durch Differentiation

$$\alpha = \frac{HlN}{Wc\, 10^{9}} s_0 \frac{2\pi}{T} \cos\left(\frac{2\pi}{T} t\right).$$

Die größten numerischen Werte α_0 des Galvanometerausschlags treten auf zu den Zeiten, für die $\cos\left(\frac{2\pi}{T} t\right) = \pm 1$ ist. Dann wird

$$\alpha_0 = \frac{HlN}{Wc\, 10^{9}} s_0 \cdot \frac{2\pi}{T},$$

und hieraus folgt schließlich

$$s_0 = \frac{Wc}{HlN} \frac{T}{2\pi} \cdot 10^{9} \cdot \alpha_0.$$

Ist die Periodenzahl der zu messenden Schwingungen, wie dies tatsächlich bei unseren Versuchen der Fall war, so groß, daß sie sich der Eigenperiodenzahl des Galvanometerfadens nähert, oder daß Kapazität und Selbstinduktion in den Leitungen und Induktionsspulen nicht mehr vernachlässigt werden dürfen, so tritt eine Modifikation der Rechnungsmethode ein, deren Entwicklung und Diskussion an anderer Stelle gegeben werden soll. Dort werden auch die Ergebnisse unserer gesamten Untersuchung mitgeteilt und die Anwendbarkeit unserer Methoden auf Probleme der eigentlichen Seismometrie[1]) gezeigt werden.

Zum Schlusse mögen der Anschaulichkeit wegen aus der großen Anzahl der bei den Versuchen gewonnenen Diagramme hier nur vier reproduziert werden. Die ersten beiden sind bei den Vorversuchen im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule erhalten worden. Hierbei war das Horizontalpendel auf einem starken Tisch aufgestellt, der auf einem isoliert fundierten Steinpfeiler ruhte. Diagramm Nr. 27 (Fig. 8) stellt die mittels der mikrophotographischen Registriermethode aufgenommenen Erschütterungen des Tisches dar, die dadurch künstlich hervorgerufen wurden, daß gegen die Tischkante mit dem Finger ein ganz leiser Stoß in horizontaler Richtung ausgeführt wurde; auf Diagramm Nr. 31 (Fig. 8) ist dieselbe Erschütterung gleichzeitig sowohl mittels der mikrophotographischen, wie mittels der magneto-induktiven Methode auf demselben Papierband aufgezeichnet. Da die nach der magneto-induktiven Methode aufgezeichnete Kurve die Geschwindigkeit der Bewegung darstellt, eilt sie der anderen Kurve, wie aus der Figur deutlich ersichtlich, um eine Viertelperiode voraus. Die Registriergeschwindigkeit sowie die Vergrößerung der auf mikrophotographischem Wege gewonnenen Kurve sind auf beiden in $^1/_3$ natürlicher Größe reproduzierten Diagrammen angegeben. Fig. 9 gibt in natürlicher Größe ein Bild von zwei an der Talsperre bei verschiedenen Abflußverhältnissen gewonnenen Diagrammen, und zwar stellt Diagramm Nr. 151 eine Felsschwingung von der Periode $T =$ 0,0008 Sek. und der Amplitude $s_0 = 0{,}00045$ mm und Diagramm Nr. 157 eine solche von der Periode $T = 0{,}0290$ Sek. und der Amplitude $s_0 = 0{,}0019$ mm dar. Die schwarzen Querstreifen sind die von dem 0,2-Sekundenpendel verzeichneten Zeitmarken.

1) Unser Horizontalpendel mit magneto-induktiver Registrierung war bereits angefertigt und längere Zeit in Gebrauch, als ich davon Kenntnis erhielt, daß auch Fürst B. Galitzin die magneto-induktive Registrierung anwende. Aus seiner im Dezember des Jahres 1907 mir freundlichst von ihm übersandten Abhandlung „Die elektromagnetische Registriermethode", Petersburg 1907, Sonderabdruck aus den Nachrichten der seismischen Kommission, Band III, Lieferung I, ersah ich aber, daß seine Versuchsanordnung, besonders wegen der Anwendung der langsam schwingenden Drehspulgalvanometer, ausschließlich für sinusförmige Erdbebenwellen längerer Periode anwendbar, dagegen für Schwingungen so kleiner Periode, wie sie bei unseren Versuchen in Frage kamen, nicht brauchbar ist.

Eine eingehendere Diskussion dieser sowie aller anderen erhaltenen Kurven wird erst später bei der Veröffentlichung des gesamten Beobachtungsmaterials an anderer Stelle gegeben werden, wo auch genauere Angaben über alle Einzelheiten der Messungen gemacht werden sollen. Hier möge vorläufig nur mitgeteilt werden, daß es sich bei den durch den Wasserabsturz hervorgerufenen Erschütterungen nicht um aufgezwungene, sondern im wesentlichen um freie elastische Schwingungen des Felsmassivs handelt, die durch den Aufprall des Wassers ausgelöst werden. Beobachtet wurden Schwingungen von zehn verschiedenen Perioden, die häufig übereinander gelagert waren und bisweilen Schwebungen bildeten, und von denen je nach der Art des Wasserabflusses bald die einen, bald die andern mehr oder weniger hervortraten.

Physikal. Institut der Technischen Hochschule zu Berlin.

(Eingegangen 22. Oktober 1909.)

Friedrich Dessauer (Aschaffenburg), Röntgen-Aufnahmen in kurzen Zeiten.

Kürzlich wurde von medizinischer Seite das Problem aufgestellt, Röntgenaufnahmen in etwa $^1/_{100}$ Sekunde zu machen. Das Problem hat für die Medizin eine große Bedeutung. Von der Herzpulsation und der Pulsation des arteriellen Systems gehen rhythmische Stöße aus, welche zahlreiche Organteile des menschlichen Körpers, insbesondere die Brust und Baucheingeweide in leichte Vibrationen versetzen. Diese Vibrationen verhindern die Möglichkeit, die Strukturen dieser Organe im Röntgenbilde darzustellen in vielen Fällen. Könnte man die Expositionszeit so abkürzen, daß sie in bezug auf die Dauer einer Pulsation sehr klein würde, so wären dadurch die diagnostischen Möglichkeiten des Verfahrens vermehrt.

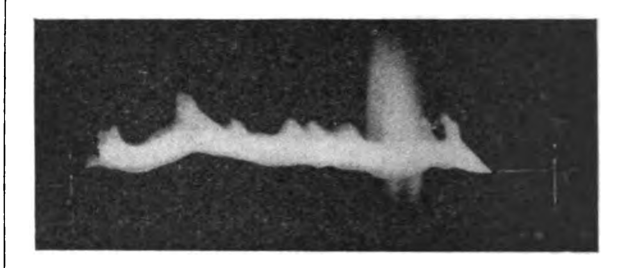
Die Amplitude der Schwingung beträgt beim Herzen etwa 10 mm pro halbe Sekunde, bei anderen Organen geht sie bis auf einen winzigen Bruchteil eines Millimeters zurück, je nachdem sie im Körper so befestigt sind, daß sie die Schwingung mehr oder weniger mitmachen können, bezw. sie dämpfen. Dementsprechend nahm ich die Expositionszeit, während deren Röntgenstrahlen das betreffende Organ darstellen sollten, mit etwa einer $^1/_{100}$ Sekunde an.

Es gibt zwei Wege zur Lösung des Problems. Entweder die Belastung einer Röhre

mit außerordentlicher Wucht und die Betätigung eines undurchlässigen Momentverschlusses nach Art der Photographie-Momentverschlüsse, oder ein Verfahren, das die Röhre eben während der Dauer von etwa einer $^1/_{100}$ Sekunde mit außerordentlicher Helligkeit aufleuchten läßt.

Zunächst ließ ich mir von den Veifa-Werken in Aschaffenburg und Frankfurt a/M. ein Induktorium besonderer Art bauen, dessen magnetische Dimension sehr groß war, so, daß es in der üblichen Schaltung mit einem entsprechenden Kondensator an der Unterbrechungsstelle, einen Stromstoß von $^1/_{200}$ bis $^1/_{60}$ Sekunde Dauer durch eine mittelharte Röntgenröhre lieferte. Die Zeitdauer dieses Aufleuchtens der Röntgenröhre wurde wie folgt gemessen. Auf der Peripherie einer Kreisscheibe vom Umfang $2r\pi$ Zentimeter, welche mit einer konstanten genau ablesbaren Umdrehungsanzahl n pro Sekunde rotierte, war ein in schwarzes Papier eingehülltes Filmband befestigt. Vor dem Ganzen stand ein Bleiblech mit einem 1 mm breiten Schlitz, durch welchen die X-Strahlen auf das vorbeilaufende Film fielen. Wenn die Breite des Schlitzes zu vernachlässigen ist, wie das hier der Fall war, so ergibt sich für die Zeit t_x der Belichtungsdauer $t_x = \frac{l}{2\pi r n}$ Sekunden, wo l die Breite des nach der Entwicklung sichtbaren Bandes in Zentimetern bedeutet. Um die außerordentliche Entladungswucht des Schlages zu erhalten, die zu dem genannten Zwecke notwendig war, mußte ich eine zuverlässige und stark beschleunigte Unterbrechung des Primärstromes herbeiführen. Zunächst baute ich mir eine Maschine, durch die ich unter Petroleum oder Alkohol einen Metallstift mit sehr großer Geschwindigkeit aus Quecksilber herausreißen konnte. Dieses Verfahren hat aber durch die Tropfenbildung des Quecksilbers eine Grenze, da mit wachsender Geschwindigkeit die Aspiration des Quecksilbertropfens zunimmt und die Resultate ganz ungleichmäßig ausfallen. Ich besann mich daher auf einen anderen Vorgang, der eine große Beschleunigung der Stromzerreißung bewirken könnte und kam auf den Gedanken, eine kleine Explosion zu diesem Zweck herbeizuführen.

Ein genau kalibrierter Metallfaden wurde mit einer dicken Hülle eines Feuchtigkeit haltenden Materials (Gemische von Gips, Ton, Schmirgel u. dergl.) umhüllt und in den Stromkreis des Induktoriums geschaltet. Beim Einschalten des Stromes bildet sich um den auf Schmelztemperatur überhitzten Faden Wasserdampf, dessen Druck rasch steigt und der nach kurzer Zeit mit einer lebhaften Detonation den Schmelzkörper zum Zerfliegen bringt. Die feinen Staubteilchen der zerplatzenden Schmelzpatrone löschen den Selbstinduktionsfunken und ich bekam in der Sekundärspule Induktionsstöße, wie sie wohl in dieser Stärke bis jetzt noch nicht gesehen worden sind (Figur).



Das Flammenband überbrückt eine Distanz von 40—50 cm. Der Ausschlag elektromagnetischer, durch Öldämpfung aperiodisierter Milliamperemeter ging jeweils über die Skala hinaus, obwohl mir solche bis 200 Milliampere zur Verfügung standen. Die Röhre blitzt hell auf und die auf diese Weise gewonnenen Aufnahmen, insbesondere des Brustkorbes, zeigten eine wie mit spitzem Bleistift gezogene Herzgrenze, desgleichen eine Fülle von Struktur des bronchialen Gewebes und der Lunge.

Deutlich erkennt man auf dem zur Messung der Zeit, wie oben geschildert hergestellten Film den geschichteten Charakter des Intensitätsstoßes. Man kann je nach Umständen 2, 5 bis 10 und darüber durch vollständig lichtlose Zonen unterteilte Intensitätsstöße bemerken.

Das Verfahren hat für die medizinische Anwendung der Röntgenologie eine große Bedeutung insofern, als die sämtlichen Vorbereitungen zur Ruhigstellung des Patienten und der ganze komplizierte Mechanismus der Unterbrechungsvorrichtungen in Wegfall kommen. Mit diesem Verfahren stellten P. H. Eijkman und ich die Röntgenkinematographie des schlagenden menschlichen Herzens her, die über jede einzelne Phase der Herzbewegung deutlich Aufschluß gibt.

(Eingegangen 1. Oktober 1909.)

St. Meyer (Wien), Eine Verbesserung am Engler-Sievekingschen Apparat zur Bestimmung des Emanationsgehaltes von Quellwassern.

Donnerstag, den 23. Sept. 1909, demonstrierte in der Ausstellung der Naturforscher-Versammlung in Salzburg Stefan Meyer-Wien eine neue Form eines Fontaktometers, welche er in Gemeinschaft mit H. Mache als „Eine Verbesserung am Engler-Sievekingschen Apparat zur Bestimmung des Emanationsgehaltes von Quellwässern" angegeben hat (vergl. Zeitschr. f. Instrumentenkunde, März 1909, S. 65).

Nach dem Verfahren von C. Engler und H. Sieveking[1]) wird eine bestimmte Menge des zu untersuchenden Wassers in eine große, durch einen Kautschukpfropfen luftdicht verschlossene Blechflasche gebracht und durch kurzdauerndes, kräftiges Schütteln die im Wasser enthaltene Emanation in den Luftraum der Flasche übergeführt. Dann wird der Pfropfen entfernt, eine mit einem Blattelektrometer verbundene Elektrode eingeführt und so die Flasche selbst als Meßraum benützt. Doch ist der Apparat in der Form, wie ihn Günther & Tegetmeyer in Braunschweig als „Fontaktoskop" in den Handel bringen für Messungen, die auf die nach der Zirkulationsmethode Elster-Geitels erreichbare Genauigkeit Anspruch machen, nicht geeignet. Zwar wird nach Einführung der Elektrode die Flasche durch das auf ihren Hals aufgesetzte Blattelektrometer wieder verschlossen, doch wird in der Zeit, während welcher die Flasche offen steht, und die Elektrode des erwähnten Apparates eingeführt wird, durch Strömungen ein nicht zu vernachlässigender und ganz unberechenbarer Bruchteil der Emanation verloren gehen, besonders dann, wenn die Flasche erwärmt ist, wie dies bei Untersuchung einer Thermalquelle der Fall sein kann.

Die im folgenden geschilderte Konstruktion vermeidet diesen Fehler der Engler-Sievekingschen Anordnung und bietet den Vorteil noch rascherer Handhabung.

Ein etwa 15 Liter fassendes zylindrisches Gefäß G aus Zinkblech (Fig. 1) ist mit zwei Hähnen H_1, H_2, einem weiten, dicht verschraubbaren Tubus T, einem Wasserstandszeiger W und einem Ansatzstück N versehen. Der Ansatz N besteht aus einem Rohrstück, das unten eine verstärkte, konisch durchbohrte Platte enthält. In die konische Bohrung paßt dicht ein Messingkonus K_1, der nach oben und unten Stifte A und A_1 trägt. Der obere Teil A hat bei K_2 eine kleine, konisch nach oben verlaufende Verdickung und ist bei S ein kurzes Stück geschlitzt. Der ganze bei der späteren Messung als Zerstreuungskörper dienende Stift AA_1 wird zunächst durch einen kleinen Sperr-Reiber R dicht in der Bohrung festgehalten.

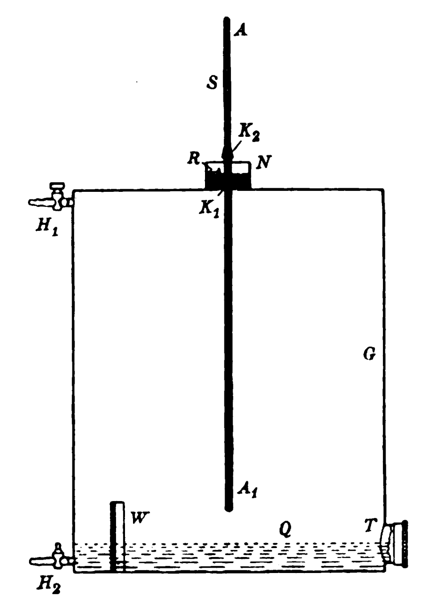


Fig. 1.

Die Quellprobe Q (etwa 1 Liter) wird am einfachsten bei H_2 unter Offenhaltung von H_1 mittels eines bei H_2 angebrachten in die Quellprobe reichenden Schlauches vorsichtig eingehebert; dann werden die Hähne geschlossen und das Gefäß kräftig geschüttelt, so daß die Emanation sich im Gleichgewichte in G verteilt. Tritt dabei (z. B. bei kohlensäurehaltigen Wassern) im Gefäße ein Überdruck ein, so wird durch Öffnen von H_2 und Ausfließenlassen von Wasser in ein Meßgefäß derselbe ausgeglichen.

Hierauf wird der Sperr-Reiber R weggedreht und das Elektroskop (Fig. 2) mittels eines an

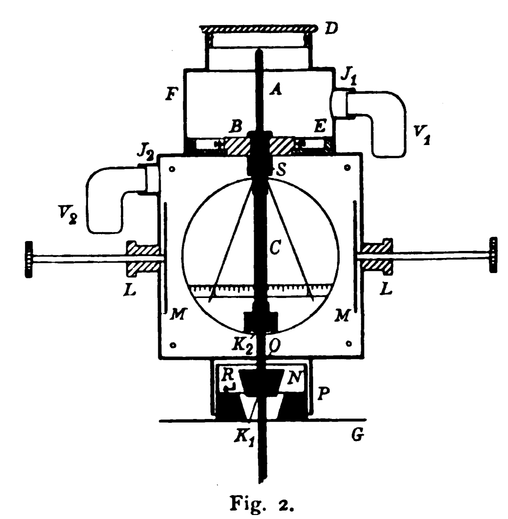


Fig. 2.

N dicht anschließenden Rohransatzstückes P aufgesetzt. Dabei tritt der Stift A durch den durchbohrten Blättchenträger C des Elektroskopes. Dann wird der Stift A nach Öffnung des Deckels D in die Höhe gezogen, bis der Konus K_2 dicht in der entsprechenden Erweiterung des Endes des Blättchenträgers anliegt. Stift A paßt genau in die Bohrung des Blättchenträgers und wird durch die Federung des bei S angebrachten Schlitzes vollkommen sicher festgehalten.

Schließlich wird der Zerstreuungskörper bei A mit einer Zambonischen Säule geladen und der Strom bei aufgesetztem Deckel D in

1) Zeitschr. f. Elektrochem. 11, 714, 1905; diese Zeitschr. 6, 700, 1905.

der üblichen Weise aus der Kapazität des Apparates und der Geschwindigkeit des Potentialabfalles bestimmt.

Der erhaltene Wert ist um einen Betrag zu erhöhen, der dem im Wasser verbliebenen Emanationsrest entspricht, hingegen um den Teilbetrag, welcher der natürlichen Zerstreuung und der Induktion entspricht, zu vermindern.

Das hier verwendete Elektroskop unterscheidet sich von den bekannten Formen, wie sie z. B. Günther & Tegetmeyer liefern, wesentlich durch den durchbohrten Blättchenträger. Die Bernsteinisolation B befindet sich am oberen Ende des letzteren; sie wird durch den Ring E und entsprechende Schräubchen gehalten, und über ihr befindet sich der vom Deckel D geschlossene kurze Schutzzylinder F, der noch bei J_1 einen Ansatz mit einsetzbarer gläserner Natrium-Trockenvorlage V_1 enthält. Zur Trockenhaltung der unteren Bernsteinfläche ist am Elektroskopgehäuse ein analoger Ansatz $J_2 V_2$ angebracht.

Der Boden des Elektroskopgehäuses hat bei O eine Kreisöffnung, die zur Vermeidung von Luftzirkulation klein gehalten ist.

Es wurde Wert darauf gelegt, den Apparat tunlichst luftdicht zu gestalten, zu welchem Zwecke nicht nur P gut über N passen muß, sondern auch die Schieber der Blättchen-Schutzbacken M bei L durch kleine Stopfbüchsen geführt sind, das Elektroskopgehäuse gut verschraubt (eventuell mit Paraffin an den Fugen verschmolzen) wird und die Glasfenster in die Messingdeckplatten eingelassen und eingekittet sind.

Bei den gewählten Maßen beträgt die Kapazität der Meßanordnung etwa 12 cm.

Für den Transport sind für die Öffnungen bei $J_1 J_2$ und P noch kleine Deckel ähnlich D beigegeben.

Das Instrument wird von der Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig geliefert.

(Eingegangen 8. Oktober 1909.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zu den Beobachtungen an positiven Strahlen des Quecksilbers.

Von W. Wien.

Herr Stark[1]) hat an meinen Beobachtungen[2]) an positiven Strahlen des Quecksilbers in sehr hohem Vakuum Kritik geübt, indem er behauptet, daß ich überhaupt keine Kanalstrahlen beobachtet hätte, sondern „ein Dampfstrom riß aus dem Entladungsraum und aus dem unmittelbar hinter der Netzkathode liegenden Raum, in welchem in der Tat Kanalstrahlen verliefen, positive und negative Ionen sowie leuchtende Teilchen mit sich fort in den Beobachtungsraum und täuschte hier ein Kanalstrahlenphänomen vor".

Herr Stark hat meine Beobachtungen nicht wiederholt und mußte sich deshalb auf das Aussprechen bloßer Vermutungen beschränken.

Die Kanalstrahlen gaben sich an der Glaswand durch ihre charakteristische Fluoreszenz zu erkennen.

Für die Beurteilung der Dampfdruckverhältnisse in der von mir gebrauchten Röhre kommt nicht nur die Temperatur der durch Eis gekühlten Röhre in Betracht, sondern in erster Linie noch der Umstand, daß vor dem Beobachtungsraum ein weites Seitenrohr angesetzt war, das mit Kohle gefüllt war und in flüssige Luft tauchte. Dieses Gefäß nahm die letzten Reste des Quecksilberdampfes auf, soweit er nicht durch die Eiskühlung kondensiert war.

Die Bestimmung des in dem Beobachtungsraum jetzt noch herrschenden Druckes ist quantitativ nicht möglich. Die Gasreste hatten etwas weniger als ein Hunderttausendstel Millimeter Druck. Qualitativ kann man sich ein Urteil bilden über die Drucke, die noch im Beobachtungsraum herrschen, wenn man Entladungen hindurchzuschicken versucht. Gewöhnliche Entladungen zwischen Metallelektroden gehen durch den Beobachtungsraum auch während der Heizung überhaupt nicht hindurch, auch wenn die Eisenröhre, aus der nach der Meinung des Herrn Stark der Quecksilberdampf in den Beobachtungsraum strömen soll, die eine Elektrode bildet.

Dagegen erhält man Spuren von Kathodenstrahlen, wenn man einen Pol eines Teslaapparates mit der Eisenröhre, den anderen mit dem außen an die Glaswand des Beobachtungsraumes gelegten Stanniolring verbindet. Leuchten des Gases ist hierbei kaum wahrzunehmen.

Man erhält hier die gleiche Wirkung, gleichgültig ob die Heizung in Tätigkeit ist und den Strom von Hg-Dampf hervorruft oder ob die Röhre kalt bleibt, sobald durch die gemeinsame Wirkung von Kohle und flüssiger Luft das äußerste Vakuum erreicht ist. Nachweisbare Spuren von Quecksilberdampf sind also nicht in den Beobachtungsraum gelangt.

Demnach entbehren die Behauptungen des Herrn Stark jeder Begründung.

(Eingegangen 1. November 1909.)

1) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 752, 1909.
2) Ann. d. Phys. **30**, 349, 1909.

BESPRECHUNGEN.

Fr. Strobel, Register zu Band 16 bis 30 (1892—1906) der Beiblätter zu den Annalen der Physik. gr. 8. VI u. 690 S. Leipzig, J. A. Barth. 1909. M. 20.—

Zu den Beiblättern, die jetzt im 33. Jahrgange erscheinen, gab es bisher nur ein Generalregister über die ersten 15 Bände in Gestalt eines einfachen Namenregisters, das zu jedem Namen nur die Stellen enthielt, an denen ein Aufsatz des betreffenden Verfassers besprochen oder in der Literaturübersicht aufgeführt war. Herr Buchhändler Fr. Strobel in Jena, der dieses erste Namenregister verfaßt hatte, hat sich der großen Mühe unterzogen, auch für die nächsten 15 Bände ein Namenregister zu bearbeiten, aber in einer wesentlich brauchbareren Form als das frühere. Das neue Register enthält nämlich hinter dem Autornamen nicht bloß Band- und Seitenzahl des Referats, sondern auch den Titel der besprochenen Arbeit, und erfüllt damit den eigentlichen Zweck eines Registers, eine gesuchte Arbeit sofort finden zu lassen, im Gegensatze zu dem früheren Register, bei dem das Auffinden nicht ohne wiederholtes Nachschlagen in den einzelnen Bänden möglich war. Daß dadurch bei der Aufnahme von nahezu 30000 Titeln das Register zu einem umfangreichen und kostspieligeren Werke geworden ist, muß man mit der zweckmäßigeren Ausführung in Kauf nehmen. Dieses Anwachsen des Umfanges ist die Veranlassung gewesen, den Stoff in anderer Beziehung zu beschränken; das Register erstreckt sich nur auf die referierten, nicht auch, wie das frühere, auf die in der Literaturübersicht genannten Arbeiten, eine Einschränkung, die vielleicht nicht jedem willkommen sein wird, die aber schließlich in Rücksicht auf die Raumersparnis doch wohl zu billigen ist. Die große Sorgfalt, die der Verfasser auf die Bearbeitung, besonders auch auf die genaue Kontrolle der Namen und Vornamen, verwandt hat, ebenso wie der splendide Satz, in dem das Register ausgeführt ist, können nur mit rühmender Anerkennung hervorgehoben werden, wenn es auch tatsächlich unmöglich ist, alle Schreib- und Druckfehler, die sich in eine solche umfangreiche Referierarbeit einschleichen, bei der Herstellung eines Registers nachträglich wieder auszumerzen. Sicherlich aber werden alle, die sich der Beiblätter bei ihrer wissenschaftlichen Arbeit bedienen, das Erscheinen dieses Bandes mit Freude begrüßen und seinem Verfasser für seine Mühe Dank wissen.

W. König.

Herausgabe der Abhandlungen berühmter Physiker.

Pierre Curie, Oeuvres publiées par les sciences de la société française de physique. Paris, Gauthier-Villars. 1908.

Viel zu früh hat das noch zu den schönsten Hoffnungen berechtigende Leben P. Curies durch eine Kombination unglücklicher Umstände sein Ende gefunden. Der stattliche Band, der das vorzeitig beschlossene Lebenswerk des Entdeckers des Radiums enthält, legt beredtes Zeugnis ab von dem reichen Wissen und der vielseitigen Begabung Curies, denn von rein theoretischen bis zu rein konstruktiven Arbeiten finden wir jeden Übergang. Das Schwergewicht seiner Arbeiten liegt im Gebiete der Kristallphysik. Im einzelnen auf den reichen Inhalt des Bandes einzugehen, gestattet der hier verfügbare Raum nicht; es genüge zu sagen, daß die Société française de physique eine überaus dankenswerte und sie selbst ehrende Tat vollbracht hat, indem sie die Arbeiten eines ihrer verdienstvollsten Mitglieder als bleibendes Denkmal für denselben sammelte. Die von Frau Curie verfaßte Vorrede enthält eine mit großer Geschicklichkeit der Darstellung abgefaßte und von den wärmsten Gefühlen getragene Lebensbeschreibung P. Curies, die niemand ohne ein verdoppeltes Gefühl des Bedauerns darüber aus der Hand legen wird, daß das Leben dieses ausgezeichneten Mannes gerade in dem Augenblicke enden mußte, da er nach Überwindung zahlreicher Schwierigkeiten die Früchte seines bisherigen Strebens hätte ernten können.

E. Bose.

L. Boltzmann, Wissenschaftliche Abhandlungen. Im Auftrage und mit Unterstützung der Akademien der Wissenschaften zu Berlin, Göttingen, Leipzig, München, Wien herausgegeben von F. Hasenöhrl. I. Band. (1865 bis 1874.) gr. 8. VIII u. 652 S. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1909. M. 18.40, gebunden M. 20.—

Haben wir in P. Curies gesammelten Arbeiten das Lebenswerk eines Mannes vor uns, dessen voller Entwickelung ein viel zu frühes Ende vorzeitig ein Ziel gesetzt hat, so werden die gesammelten wissenschaftlichen Abhandlungen Boltzmanns, deren 1. Band hier vorliegt, uns das umfassende Produkt eines langen und überaus reichen wissenschaftlichen Lebens vorführen, das bis zur vollsten Höhe seiner eminenten Leistungsfähigkeit sich zu entfalten Gelegenheit hatte. Eine Würdigung der Persönlichkeit Boltzmanns ist an dieser Stelle nicht angängig, und einer solchen bedarf es für unseren

Leserkreis auch nicht. Die Dankespflicht, welche die vereinigten Akademien gewissermaßen im Namen der physikalischen Wissenschaft durch die Herausgabe dieser Abhandlungen erfüllen, bedarf zudem keiner Begründung. Der vorliegende Band umfaßt das erste Jahrzehnt von Boltzmanns wissenschaftlichem Lebenswerk und enthält 31 Arbeiten, von denen ein nicht unbeträchtlicher Teil auch Experimentalarbeiten sind und das beredteste Zeugnis dafür ablegen, daß der große Theoretiker auch meisterhaft zu experimentieren vermochte.

Die Herausgabe des Ganzen liegt in den denkbarst besten Händen und es bleibt weiter nichts zu wünschen, als daß die weiteren Bände dem ersten in Bälde folgen mögen.

E. Bose.

H. A. Lorentz, Abhandlungen über theoretische Physik. 1. Band. Lex.-8. IV u. 489 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden in Leinen M. 17.—

Haben wir es bei den gesammelten Arbeiten Curies und Boltzmanns mit pietätvollen Zusammenstellungen der wissenschaftlichen Publikationen verstorbener Forscher zu tun, so erfüllt uns beim Anblick des 1. Bandes der Lorentzschen Abhandlungen sogleich das Gefühl freudigster Genugtuung darüber, daß der Autor noch auf der vollen Höhe seines Schaffens steht. Dieser hocherfreulichen Tatsache verdankt denn auch die Sammlung durchaus ihr Gepräge. H. A. Lorentz bietet uns keineswegs die Gesamtheit seiner Publikationen dar, wie sie in Wirklichkeit erschienen sind, sondern er hat, von der chronologischen Reihenfolge abgehend und unter Auslassung des Unwesentlichen, sein bisheriges theoretisches Lebenswerk gesichtet, manches umgearbeitet, vieles neu hinzugefügt usw.; kurzum das Ganze verrät die unter steter Selbstkritik ordnende und glättende Hand des Erzeugers, die auch durch die Hand des besten Herausgebers bei posthumem Erscheinen der gesammelten Arbeiten eines Forschers weder ersetzt werden kann, noch werden dürfte. Den Lesern dieser Zeitschrift gegenüber bedarf es keines weiteren Wortes zur Empfehlung dieses stattlichen Bandes.

E. Bose.

V. Schaffers, La machine à influence, son évolution, sa theorie. 506 S. Paris, Gauthier-Villars. 1908.

Der Verfasser gibt im ersten Teil seines Werkes eine genaue Beschreibung der verschiedenen Influenzmaschinen, insbesondere werden behandelt die Maschinen von Holtz, Toepler, Voß, Kundt, Bleekrode, Wommelsdorf, Schwedoff, Righi, Wimshurst, Fuchs, Pidgeon; der zweite und dritte Teil des Werkes ist vorwiegend der Theorie gewidmet. Das Buch ist meist klar und anschaulich geschrieben, zahlreiche Figuren und Kurventafeln — insgesamt 197 — erleichtern das Verständnis, so daß die Lektüre dieses französischen Werkes auch deutschen Physikern empfohlen werden kann. —

R. Lucas.

Berichtigungen.

Zu der Arbeit von J. Traube, Die Quadratwurzel der Atomgewichte, diese Zeitschr. 10, 667–670, 1909: Im Texte und in der Tabelle muß es heißen:

nicht $\sqrt{\Sigma A}$ sondern $\Sigma\sqrt{A}$.

Berichtigungen zum „Bericht über die Versammlung der British Association for the Advancement of Science Winnipeg, den 25. Aug. bis 1. Sept. 1909" (diese Zeitschr. 10, 762, 1909):

S. 772, Sp. 1, Z. 6 v. o.	statt	Integration	zu setzen	Interpretation,
Z. 6 v. u.	„	Lore	„ „	Love,
S. 773, Sp. 2, Z. 21 v. u.	„	Ehrhardt	„ „	Earhart,
S. 774, Sp. 1, Z. 32 v. o.	„	Pointing	„ „	Poynting,
Sp. 2, Z 25 v. o.	„	Zeleny	„ „	J. Zeleny,
S. 775, Sp. 1, Z 9 v. o.	„	Pointing	„ „	Poynting,
S. 776, Sp. 1, Z. 18 v. o.	„	normaler	„ „	von der.

W. Westphal und P. Pringsheim.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Marburg der bisherige Abteilungsvorsteher für pharmazeutische Chemie am Chemischen Institut Gießen Dr. Oskar Keller für Chemie, speziell pharmazeutische und Nahrungsmittelchemie, an der Technischen Hochschule Charlottenburg der Direktor der Kriegs- und Schiffstechnischen Abteilung der Siemens-Schuckert-Werke Elektroingenieur Otto Krell für Schiffselektrotechnik, an der Universität Heidelberg Dr. Hans Driesch für Naturphilosophie und Dr. Karl Ramsauer für Physik, an der Universität Krakau der Realschulprofessor Dr. A. Korczynski für anorganische Chemie, an der Böhmischen Technischen Hochschule Dr. J. Milbauer für Enzyklopädie der anorganischen Chemie, an der Technischen Hochschule Danzig Dr. A. v. Brunn für Astronomie; an der Universität Göttingen Dr. M. Born für Physik.

Ernannt: An der Royal-University of Ireland Dr. Hugh Ryan zum Professor für Chemie, Dr. John A. McClelland zum Professor für Experimentalphysik, und Dr. A. W. Conway zum Professor für mathematische Physik, der Privatdozent für Physik an der Universität Odessa Dr. A. R. Colley zum ord. Professor der Physik an der Universität Warschau.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 23. 22. November 1909. 10. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 24 am 29. November 1909.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Der Verlauf telegraphischer Zeichen in langen Kabeln.

(Mitteilung aus dem Kaiserl. Telegraphen-Versuchsamt.)

Von Karl Willy Wagner.

Inhaltsübersicht.

1. Problemstellung.
2. Entwicklung der grundlegenden Beziehungen.
3. Die Berücksichtigung des inneren Widerstandes der Batterie.

4a. Abschluß des Kabels durch einen Kondensator am Empfangsende.
4b. Abschluß des Kabels durch einen Kondensator am Geberende.
4c. Doppelseitiger Abschluß des Kabels durch Kondensatoren.

5. Näherungsformeln für den Fall, daß die Abschlußkapazität klein ist gegenüber der Kabelkapazität.
6. Induktionsspule am Empfängerende.
7. Rückblick über die leitenden Gedanken bei den im vorhergehenden ausgeführten Rechnungen; allgemeine Bemerkungen.
8. Zahlenbeispiele für den Einfluß des Batteriewiderstands und für den des einseitigen und des doppelseitigen Abschlusses durch Kondensatoren.
9. Experimentelle Bestätigung der berechneten Kurven.
10. Anwendung auf die Kabeltelegraphie: die Form des Elementarzeichens; einfache Erklärung der Wirkungsweise der zum Empfänger parallel geschalteten Induktionsspule und des Nutzens der doppelseitigen Blockierung durch Kondensatoren; zusammengesetzte Zeichen.

1. Die erste Abhandlung über den Verlauf telegraphischer Zeichen in langen Unterseekabeln ist vor über 50 Jahren von W. Thomson[1]) veröffentlicht worden. In ihr wird zuerst gezeigt, wie durch die Wirkung der Kapazität und des Ohmschen Widerstands im Kabel die telegraphischen Zeichen nicht nur verzögert, sondern auch verbreitert am fernen Ende ankommen, so daß die zulässige Telegraphiergeschwindigkeit um so geringer wird, je größer das Produkt aus dem Widerstande und der Kapazität des Kabels ist. In der Theorie von Thomson sind die denkbar einfachsten Grenzbedingungen angenommen: das Kabel soll durch eine widerstandslose Batterie gespeist und am fernen Ende durch eine widerstandslose Brücke mit der Erde verbunden sein. Die Thomsonsche Theorie kann daher keine Rechenschaft von dem Einfluß der an den Kabelenden tatsächlich verwendeten Schaltungen und Apparate geben.

Ein Näherungsverfahren, den Stromverlauf in Kabeln mit Berücksichtigung der an den Enden verwendeten Schaltung zu untersuchen, hat Breisig[2]) angegeben. Er denkt sich das einzelne telegraphische Zeichen in so großen Zeitintervallen wiederholt, daß jedes Zeichen im Kabel merklich abgeklungen ist, bevor das folgende einsetzt. Der ganze Vorgang hat dann eine zeitliche Periode von jenem großen Intervall und kann somit nach den einfachen und wohlbekannten Gesetzen behandelt werden,

1) W. Thomson, Lond. Roy. Soc. Proc. 1855; Phil. Mag. (4) **11**, 146, 1856; Math. and phys. papers **2**, 61.
2) F. Breisig, Elektrot. Zeitschr. **21**, 1046, 1900.

die für dauernde Wechselströme gültig sind. Das Verfahren hat den Vorzug, daß es auch bei noch so komplizierten Schaltungen an den Enden kaum etwas von seiner Einfachheit einbüßt.

In dieser Abhandlung soll nun gezeigt werden, wie man auch auf dem von Thomson eingeschlagenen Wege weiterschreiten und wenigstens für eine Reihe einfacher Schaltungen strenge Lösungen angeben kann. Die Verfolgung dieses Weges verlohnt sich auch noch besonders deshalb, weil man hier aus dem Wesen der Rechnung eine tiefe Einsicht in das Spiel der elektrischen Ausgleichsvorgänge in dem aus dem Kabel und den Endapparaten bestehenden Systeme gewinnt.

2. Bei so langsam verlaufenden Vorgängen, wie es die telegraphischen Zeichen sind, darf man sich das Kabel einfach als einen Leiter vorstellen, der Kapazität und Ohmschen Widerstand auf der Länge gleichmäßig verteilt trägt; die Wirkung der Selbstinduktivität ist überall zu vernachlässigen (außer zuweilen am Geberende, unmittelbar nach einem plötzlichen äußeren Eingriff, wenn man etwa dort die Spannung zwingt, sich sehr schnell zu ändern). Ebenso soll von einer etwa vorhandenen Leitfähigkeit des Dielektrikums abgesehen werden. Dann ist, wenn r und C Ohmschen Widerstand und Kapazität der Längeneinheit bedeuten, $\bar{i}$ der Strom und $\bar{v}$ die Spannung gegen Erde in der Entfernung x vom Geberende zur Zeit t ist,

$$-r\bar{i} = \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \qquad \text{(Ia)}$$

$$-\frac{\partial \bar{i}}{\partial x} = C\frac{\partial \bar{v}}{\partial t}. \qquad \text{(Ib)}$$

Dabei ist angenommen, daß der Strom $\bar{i}$ im Sinne wachsender x fließe. Aus (Ia) und (Ib) folgt

$$\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} = rC\frac{\partial \bar{v}}{\partial t}. \qquad \text{(IIa)}$$

Es ist bequem und vereinfacht die Rechnungen, wenn man für die Zeit t ein neues Maß durch die Gleichung

$$T = \frac{t}{rC} \qquad \text{(III)}$$

einführt. Dann lautet (IIa)

$$\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} = \frac{\partial \bar{v}}{\partial T}. \qquad \text{(IIb)}$$

Die hier zu betrachtenden Vorgänge sind derart, daß sich zunächst das aus Kabel und Endapparaten bestehende System in einem gewissen stationären elektrischen Zustande befindet. Dieser wird im Moment $t=0$ dadurch gestört, daß am Geberende eine elektromotorische Kraft zu- oder abgeschaltet wird oder überhaupt irgendwelche Grenzbedingungen geändert werden. Diesen abgeänderten Bedingungen entspricht auf dem Kabel eine neue stationäre Strom- und Spannungsverteilung i_s und v_s, die sich aus Ia bis IIb finden läßt und die nach sehr langer Zeit auch wirklich eintritt. In der Zwischenzeit verlaufen $\bar{v}$ und $\bar{i}$ so, daß ein stetiger Anschluß der zur Zeit $t=0$ geltenden Werte an die stationären Werte v_s und i_s erreicht wird. Man kann sich nun den Vorgang so vorstellen, als ob die stationären Werte v_s und i_s schon von Anfang an vorhanden seien, daß sich ihnen aber ein unstationärer Vorgang mit dem Strome i und der Spannung v so überlagert, daß für $t=0$ gerade die vorgeschriebenen Werte $\bar{i}$ und $\bar{v}$ herauskommen, und daß die i und v mit der Zeit unmerklich klein werden. Also

$$\left.\begin{aligned}\bar{v} &= v + v_s\\ \bar{i} &= i + i_s\end{aligned}\right\} \qquad \text{(IV)}$$

Diese Spaltung der wirklichen Werte $\bar{v}$ und $\bar{i}$ erweist sich als bequem für die Rechnung und übersichtlich für die Anschauung. Da schon v_s und i_s Lösungen der linearen Differentialgleichungen (Ia) und (Ib) sind, so folgt, daß auch v und i diesen Gleichungen genügen müssen. Ein zweckmäßiger Ansatz für v, so daß diese Größe mit der Zeit verschwindet, ist

$$v = e^{-\lambda^2 T}\varphi(x),$$

λ bedeutet eine Konstante, φ eine Funktion von x allein. Hieraus und aus (IIb) erhält man für $\varphi(x)$ die Differentialgleichung

$$\varphi''(x) + \lambda^2\varphi(x) = 0. \qquad \text{(Va)}$$

Der allgemeinste Ansatz für φ ist demnach

$$\varphi(x) = a\sin\lambda x + b\cos\lambda x, \qquad \text{(Vb)}$$

wo a und b Konstanten sind.

Aus dem Ansatz für v und Gleichung (Ia) ergibt sich

$$i = -\frac{1}{r}e^{-\lambda^2 T}\varphi'(x)$$

mit

$$\varphi'(x) = \frac{d\varphi(x)}{dx} = a\lambda\cos\lambda x - b\lambda\sin\lambda x. \qquad \text{(Vc)}$$

Für jeden speziellen Wert, den wir dem Parameter λ zulegen, erhalten wir eine spezielle Lösung v, i. Da die Differentialgleichungen (Ia) und (Ib) linear sind, so ergibt sich eine Lösung von allgemeinerem Charakter durch Superposition einer ganzen (im allgemeinen unendlichen) Reihe solcher Lösungen:

$$v = \Sigma e^{-\lambda^2 T}\varphi(x) \qquad \text{(VIa)}$$

$$i = -\frac{1}{r}\Sigma e^{-\lambda^2 T}\varphi'(x). \qquad \text{(VIb)}$$

Welche Werte dem Parameter λ hierin zuzulegen sind, hängt natürlich vom besonderen Problem (d. h. von der Schaltung an den Enden des Kabels) ab, und es ist gerade der Zweck dieser Abhandlung zu zeigen, wie man

in speziellen Fällen die Reihen VIa und VIb wirklich berechnet.

Zu dem Ende bedürfen wir zunächst einiger allgemeiner Sätze über die Funktionen φ, die wir nach dem Vorgange von Lord Rayleigh[1]) als Normalfunktionen des betreffenden Problems bezeichnen. Unterscheiden wir zwei Parameter λ und ihre zugehörigen Funktionen φ durch die Indizes ν und μ, so erhält man aus der definierenden Gleichung (Va) durch Integration über die ganze Kabellänge ($x = 0$ bis $x = l$) die Beziehungen[2])

$$(\lambda_\mu^2 - \lambda_\nu^2)\int_0^l \varphi_\mu \varphi_\nu \, dx = [\varphi_\mu \varphi_\nu' - \varphi_\nu \varphi_\mu']_0^l \quad \text{(VIIa)}$$

$$(\lambda_\mu^2 - \lambda_\nu^2)\int_0^l \varphi_\mu' \varphi_\nu' \, dx = [\lambda_\mu^2 \varphi_\mu \varphi_\nu' - \lambda_\nu^2 \varphi_\nu \varphi_\mu']_0^l \quad \text{(VIIb)}$$

Durch diese Gleichungen ist das bestimmte Integral des Produkts zweier Normalfunktionen oder ihrer ersten Ableitungen, genommen über die ganze Kabellänge, ausgedrückt durch die Werte jener Funktionen an den Kabelenden. Diese Integrale braucht man bei der Bestimmung der Konstanten in den Reihen (VIa) und (VIb). Außerdem sind dazu auch die Integrale

$$\int_0^l \varphi_\nu^2 \, dx \quad \text{und} \quad \int_0^l \varphi_\nu'^2 \, dx$$

nötig. Man kann ihre Werte nicht einfach dadurch erhalten, daß man in (VIIa) und (VIIb) $\mu = \nu$ setzt, weil dann die unbestimmte Form $\frac{0}{0}$ herauskommt. Dagegen kommt man zum Ziel, wenn man setzt[3])

$$\lambda_\mu^2 = \lambda_\nu^2 + d(\lambda_\nu^2).$$

Dann ist

$$\varphi_\mu = \varphi_\nu + \frac{\partial \varphi_\nu}{\partial (\lambda_\nu^2)} d(\lambda_\nu^2) = \varphi_\nu + \frac{1}{2\lambda_\nu} \frac{\partial \varphi_\nu}{\partial \lambda_\nu} d(\lambda_\nu^2)$$

$$\varphi_\mu' = \varphi_\nu' + \frac{\partial \varphi_\nu'}{\partial (\lambda_\nu^2)} d(\lambda_\nu^2) = \varphi_\nu' + \frac{1}{2\lambda_\nu} \frac{\partial \varphi_\nu'}{\partial \lambda_\nu} d(\lambda_\nu^2)$$

und hiermit ergibt sich aus (VIIa) und (VIIb)

$$\int_0^l \varphi_\nu^2 dx = \frac{1}{2\lambda_\nu}\left[\varphi_\nu' \frac{\partial \varphi_\nu}{\partial \lambda_\nu} - \varphi_\nu \frac{\partial \varphi_\nu'}{\partial \lambda_\nu}\right]_0^l \quad \text{(VIIc)}$$

$$\int_0^l \varphi_\nu'^2 dx = \left[\varphi_\nu \varphi_\nu' + \varphi_\nu' \frac{\lambda_\nu}{2} \frac{\partial \varphi_\nu}{\partial \lambda_\nu} - \varphi_\nu \frac{\lambda_\nu}{2} \frac{\partial \varphi_\nu'}{\partial \lambda_\nu}\right]_0^l. \quad \text{(VIId)}$$

1) „Theory of Sound" I, Art. 92, S. 118. London 1894 bei Macmillan & Co.

2) K. W. Wagner, „Elektromagn. Ausgleichsvorgänge in Freileitungen und Kabeln", S. 65. Leipzig 1908.

3) Mit dieser Grenzwertsbestimmung hat die Tatsache nichts zu tun, daß die λ an sich nicht stetig veränderliche, sondern diskrete Werte sind.

Nun sind wir im Besitz des mathematischen Handwerkzeugs zur Behandlung spezieller Probleme.

3. Die Berücksichtigung des inneren Widerstandes der Batterie.

Um an einem möglichst einfachen Beispiel die Anwendung der hier in Frage kommenden Methoden zu erläutern, behandeln wir das ursprüngliche Thomsonsche Problem, jedoch mit Berücksichtigung des endlichen inneren Widerstands der Geberbatterie (Fig. 1 [1])). Die Annahme eines einfach kurzgeschlossenen Endes entspricht nicht den wirklichen Verhältnissen. Wenn wir aber bedenken, daß das weitentfernte Ende die Zustände am Kabelanfang nicht merklich beeinflußt, so dürfen wir das Ergebnis der Rechnung besonders für den Kabelanfang als sehr nahe zutreffend betrachten. Gerade die hier herrschenden Vorgänge werden aber durch die Thomsonsche Theorie nicht richtig wiedergegeben; denn diese gibt für $t = 0$ und $x = 0$ das physikalisch sinnlose Resultat $i = \infty$ infolge der den Tatsachen nicht entsprechenden Grenzbedingung.

Wir denken uns im Moment $t = 0$ durch Schließen des Schalters S einen Stromstoß in das als ungeladen vorausgesetzte Kabel hineingeschickt und fragen nach dem zeitlichen Verlauf und der räumlichen Verteilung der dadurch im Kabel hervorgebrachten Störung.

Ist E die elektromotorische Kraft der Batterie und R_0 ihr innerer Widerstand, so ist der schließlich eintretende stationäre Wert des Stromes

$$i_s = \frac{E}{R_0 + rl}. \quad \text{(1a)}$$

Der stationäre Endwert der Spannung im Kabel ist

$$v_s = E \frac{rl}{rl + R_0}\left(1 - \frac{x}{l}\right). \quad \text{(1b)}$$

Die Anfangsbedingungen sind, da das Kabel im Moment $t = 0$ als strom- und spannungslos vorausgesetzt wird,

$$\left.\begin{array}{l} i = 0 \\ v = 0 \end{array}\right| \text{ für } t = 0.$$

Hiermit ergibt sich (siehe Gl. IV)

$$v = E \frac{rl}{rl + R_0}\left(\frac{x}{l} - 1\right) \text{ für } t = 0. \quad \text{(2a)}$$

Die entsprechende Gleichung für i brauchen wir nicht erst hinzuzuschreiben; wir bedürfen ihrer nicht, denn i ist (nach Gl. Ia) durch die Angabe der Verteilung von v schon völlig bestimmt.

Grenzbedingungen. Am fernen Ende ($x = l$) ist wegen des dort angenommenen Kurzschlusses die Spannung zu allen Zeiten null.

1) Die Figuren befinden sich auf den Tafeln XVIII—XX.

$$v = 0 \text{ für } x = l.$$

Da auch $v_s = 0$ für $x = l$ ist, so folgt

$$v = 0 \text{ für } x = l \text{ und alle } T. \qquad (2b)$$

Am Kabelanfang ist

$$\bar{v} = E - R_0 \bar{i}$$

und

$$v_s = E - R_0 \frac{E}{R_0 + rl} = E - R_0 i_s,$$

daher

$$v = -R_0 i \text{ für } x = 0 \text{ und alle } T. \qquad (2c)$$

Die Bedingung (2b) läßt sich mit (VIa) nur dann vereinbaren, wenn jedes einzelne Glied der Summe für $x = l$ und beliebige T verschwindet:

$$\varphi(l) = 0. \qquad (3a)$$

Aus (2c) ergibt sich durch Einsetzen der Werte für v und i aus den Gl. (VIa) und (VIb)

$$\varphi(0) = \frac{R_0}{r} \varphi'(0). \qquad (3b)$$

Nun gilt für φ der Ansatz (Vb)

$$\varphi = a \sin \lambda x + b \cos \lambda x$$

Daher ist wegen (3b)

$$b = a \frac{\lambda R_0}{r}.$$

Somit

$$\varphi = a\left(\sin \lambda x + \frac{\lambda R_0}{r} \cos \lambda x\right) \qquad (4a)$$

$$\varphi' = a\left(\lambda \cos \lambda x - \frac{\lambda^2 R_0}{r} \sin \lambda x\right). \qquad (4b)$$

Setzt man nun den sich hieraus ergebenden Wert von $\varphi(l)$ in die Grenzbedingung (3a) ein, so erhält man eine transzendente Gleichung für λ:

$$\sin \lambda l + \frac{\lambda R_0}{r} \cos \lambda l = 0$$

oder

$$\operatorname{tg} \lambda l = -\frac{R_0}{rl} \lambda l. \qquad (4c)$$

Diese Gleichung, in der wir λl als Unbekannte auffassen, hat unendlich viele reelle Wurzeln, über deren Lage man sich einen schnellen Überblick verschafft, wenn man sich in einem kartesischen Koordinatensystem sowohl die Kurvenschar $\operatorname{tg} x$ als auch die Gerade $-\frac{R_0}{rl} x$ aufgetragen denkt (Fig. 2). Jeder der unendlich vielen Schnittpunkte der Geraden mit der Kurvenschar bestimmt eine Lösung von (4c). Zu jeder positiven Lösung gehört aus Symmetriegründen eine gleich große negative Lösung; wir brauchen aber nur die positiven zu berücksichtigen, denn die entsprechende negative Lösung ergibt nach (4a) dieselbe Funktion φ nur mit dem negativen Vorzeichen; den Faktor -1 können wir uns aber in die noch zur Verfügung stehende Konstante a hineingelegt denken. Auch die Lösung $\lambda = 0$ müssen wir außer Betracht lassen; sie entspricht dem schon in Gl. (1b) angegebenen und durch den Ansatz (IV) berücksichtigten stationären Zustande.

Nach Gl. (VIa) haben wir uns den wirklichen Vorgang zusammengesetzt gedacht aus einer ganzen Reihe von Teilwellen, von denen jede einzelne nach einem exponentiellen Zeitgesetz gedämpft ist. Wir sehen nun, daß auf Grund der hier vorliegenden Grenzbedingungen eine unendliche Reihe solcher Teilwellen möglich ist, deren Wellenlängen eben durch die Grenzbedingungen bestimmt sind. Im allgemeinen stehen die Wellenlängen in keinem rationalen Verhältnis (unharmonische Oberwellen). Über die Höhe der einzelnen Teilwellen, die durch die Konstante a ausgedrückt wird, sagen die Grenzbedingungen nichts aus; das muß auch so sein, denn die Form des Vorganges, die in der Stärke der einzelnen Teilwellen zum Ausdruck kommt, richtet sich nach dem Anfangszustande, den wir bei denselben Grenzbedingungen noch willkürlich vorschreiben können.

Bevor wir mit den gefundenen Wellenlängen weiter operieren, ist noch ein Punkt zu beachten. Bei der durch die Fig. 2 gegebenen Konstruktion erhalten wir nur die reellen Wurzeln der Gl. (4c). Etwa vorhandene imaginäre und komplexe Lösungen bleiben bei einem solchen Verfahren unentdeckt. Da solchen Lösungen häufig eine reale physikalische Bedeutung zukommt, so müssen wir uns auch mit ihnen beschäftigen [1]). Rein imaginäre Werte von λ würden bedeuten, daß

$$e^{-\lambda^2 T}$$

mit $T = \infty$ selbst unendlich wird; die betreffende Teilwelle würde dann nicht abklingen, sondern unbegrenzt anschwellen, was physikalisch sinnlos ist. In der Tat hat die Gleichung (4c) keine rein imaginären Lösungen; denn setzen wir $\lambda l = \sqrt{-1}\, \beta'$, wo also β' jetzt reell ist, so folgt

$$\mathfrak{Tg}\, \beta' = -\frac{R_0}{rl} \cdot \beta'.$$

Diese transzendente Gleichung hat keine einzige reelle von Null verschiedene Lösung, denn $\mathfrak{Tg}\, \beta'$ und β' haben für reelle β' stets das nämliche Vorzeichen, und $\frac{R_0}{rl}$ ist wesentlich positiv.

Etwas schwieriger ist die Frage nach den komplexen Lösungen zu beantworten, die wir nicht von vornherein als physikalisch sinnlos zu erkennen vermögen. Wir setzen

$$\lambda l = \beta = \xi + \sqrt{-1} \cdot \eta \qquad (5a)$$

(ξ und η reell.)

1) Ferner: mathematisch richtige, aber physikalisch unmögliche Lösungen weisen stets darauf hin, daß der mathematische Ansatz die physikalischen Tatsachen unrichtig oder unvollständig wiedergibt.

Dann ist

$$e^{-\lambda^2 T} = e^{-(\xi+\sqrt{-1}\,\eta)^2 \frac{T}{l^2}} = e^{-(\xi^2-\eta^2)\frac{T}{l^2}}$$
$$\left\{\cos 2\,\xi\,\eta\,\frac{T}{l^2} - \sqrt{-1}\,\sin 2\,\xi\,\eta\,\frac{T}{l^2}\right\}. \qquad (5\,b)$$

Nun ersieht man aus der Form der Gl. (4c), daß, wenn eine Lösung von der Form (5a) existiert, die zu dieser Wurzel konjugiert komplexe Größe

$$\lambda\,l = \xi - \sqrt{-1}\,\eta \qquad (5\,c)$$

ebenfalls eine Lösung ist. In dem Schlußergebnis der Rechnung, nämlich in den Reihen (VIa) und (VIb) werden dementsprechend zwei konjugiert komplexe Glieder auftreten, so daß v und i doch reell werden, wie es sein muß. Ist dann außerdem

$|\xi| > |\eta|$, und somit $\xi^2 - \eta^2$ positiv,

so haben die Wurzeln (5a) und (5b) eine vernünftige physikalische Bedeutung, und die Frage nach der Existenz solcher Wurzeln ist keine überflüssige. Im vorliegenden Falle gibt es indessen solche Wurzeln nicht. Um das zu zeigen, müssen wir die allgemeine Gl. (VIIa) auf unser spezielles Problem anwenden. Infolge der Beziehungen (3a) und (3b) wird die rechte Seite von (VIIa) null, und es gilt daher, solange λ_μ und λ_ν verschiedene Wurzeln sind,

$$\int_0^l \varphi_\mu\,\varphi_\nu\,dx = 0 \qquad (6)$$
$$(\mu \neq \nu).$$

Beziehen wir nun die Indizes μ und ν gerade auf ein paar konjugiert komplexer Wurzeln, so erscheinen φ_μ und φ_ν in der Form

$$\varphi_\mu = U(x) + \sqrt{-1}\,V(x)$$
$$\varphi_\nu = U(x) + \sqrt{-1}\,V(x),$$

wo U und V reelle Funktionen von x bedeuten.
Somit wird nach Gl. (6)

$$\int_0^l (U^2 + V^2)\,dx = 0.$$

Diese Gleichung enthält einen Widerspruch; denn eine Summe von Quadraten kann nicht null sein; daher gibt es keine komplexen Werte von λ. Unsere graphische Konstruktion (Fig. 2) liefert also sämtliche Wurzeln der Gl. (4c). Man entnimmt der Figur ohne weiteres, daß die Wurzeln der Reihe nach im 2., 4., 6., ... Quadranten liegen; allgemein gilt

$$\lambda_\nu\,l = \frac{2\,\nu-1}{2}\cdot\pi + \varepsilon_\nu. \qquad (7)$$

ε_ν ist ein Winkel, der kleiner als 90^0 ist und mit zunehmender Ordnungszahl ν sich der Null nähert. In dem von Thomson behandelten Falle eines verschwindend kleinen Batteriewiderstands geht die Gerade $-\frac{R_0}{rl}x$ in die Abszissenachse über; dann ist einfach

$$\lambda_\nu\,l = \nu\,\pi. \qquad (7\,a)$$

Auch für geringe R_0 gilt diese Beziehung angenähert, wenigstens für die niedrigen Ordnungszahlen ν; für hohe Ordnungszahlen ist dagegen (nach Gl. 7) angenähert

$$\lambda_\nu\,l = (2\,\nu - 1)\,\frac{\pi}{2}. \qquad (7\,b)$$

Streng würde diese Gleichung gelten, wenn das Geberende des Kabels offen wäre; wir sehen somit, daß der Batteriewiderstand die Wirkung hat, daß das Geberende des Kabels sich den Teilwellen hoher Ordnung gegenüber verhält wie ein offenes Ende.

Wir gehen nun dazu über, die Koeffizienten a_ν der Funktionen φ_ν zu bestimmen. Dazu muß die Anfangsbedingung (2a) herangezogen werden:

$$v = E\,\frac{rl}{rl+R_0}\left(\frac{x}{l} - 1\right) \text{ für } t = 0.$$

Setzt man diese in die Reihe (VIa) ein, so erhält man

$$E\,\frac{rl}{rl+R_0}\left(\frac{x}{l} - 1\right) = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \cdots$$

Zur Bestimmung des Koeffizienten a_ν multiplizieren wir diese Gleichung mit $\varphi_\nu\,dx$ und integrieren über die Länge des Kabels $x = 0$ bis $x = l$. Dann fallen wegen (6) alle Glieder bis auf das eine $\int_0^l \varphi_\nu^2 dx$ fort, und es wird mit

$$\varphi_\nu = a_\nu\,\psi_\nu$$
$$a_\nu = E\,\frac{rl}{rl+R_0}\,\frac{\int_0^l \left(\frac{x}{l} - 1\right)\psi_\nu\,dx}{\int_0^l \psi_\nu^2 dx}, \qquad (8\,a)$$

für ψ_ν ist nach (4a) der Ausdruck zu setzen

$$\psi_\nu = \sin\lambda_\nu x + \frac{\lambda_\nu R_0}{r}\cos\lambda_\nu x.$$

Wir wollen die Abkürzungen einführen

$$\lambda_\nu l = \beta_\nu \qquad (9\,a)$$
$$\frac{R_0}{rl} = \alpha. \qquad (9\,b)$$

Dann ist, wenn wir jetzt den Index ν wieder fortlassen, da es einstweilen noch nicht auf ihn ankommt,

$$\left.\begin{aligned}
\psi &= \alpha\beta\cos\lambda\,x + \sin\lambda\,x \\
\psi' &= -\,\alpha\beta\lambda\sin\lambda\,x + \lambda\cos\lambda\,x \\
\frac{\partial\psi}{\partial\lambda} &= \alpha\,l\cos\lambda\,x - \alpha\beta x\sin\lambda\,x + x\cos\lambda\,x \\
\frac{\partial\psi'}{\partial\lambda} &= -\,2\,\alpha\beta\sin\lambda\,x - \alpha\beta\lambda\,x\cos\lambda\,x + \\
&\quad \cos\lambda\,x - x\,\lambda\sin\lambda\,x.
\end{aligned}\right| \qquad (4\,d)$$

Ferner, nach Gl. (VIIc)

$$\int_0^l \psi^2\,dx = \frac{1}{2\,\lambda}\left[\psi'\,\frac{\partial\psi}{\partial\lambda} - \psi\,\frac{\partial\psi'}{\partial\lambda}\right]_0^l. \qquad (4\,e)$$

Nun kann man die Integrale in (8a) leicht berechnen. Die erhaltenen Ausdrücke vereinfachen sich wesentlich, wenn man die Grenzbedingung (3a) benutzt, die in unserer neuen Schreibweise lautet

$$\alpha\beta\cos\beta+\sin\beta=0 \qquad (3a)$$

oder, was dasselbe

$$(1+\alpha^2\beta^2)\cos^2\beta=1. \qquad (3a')$$

Dann erhält man

$$\int_0^l\left(\frac{x}{l}-1\right)\psi\,dx=-\frac{l(\alpha+1)}{\beta}$$

und

$$\int_0^l\psi^2dx=\frac{l}{2}(1+\alpha+\alpha^2\beta^2).$$

Diese Beziehung erhält man am einfachsten mit Hilfe von (4e); natürlich führt auch die unmittelbare Integration zum gleichen Ziel. Setzt man die gefundenen Ausdrücke für die Integrale in (8a) ein, so folgt

$$a_\nu=-E\frac{rl}{rl+R_0}\cdot\frac{2(\alpha+1)}{\beta(1+\alpha+\alpha^2\beta^2)}. \qquad (8b)$$

Hiermit sind alle Koeffizienten und Parameter in den Reihen (VIa) und (VIb) bestimmt. Der Übersichtlichkeit wegen stellen wir die Ergebnisse jetzt zusammen, nachdem wir zunächst noch folgende Abkürzungen eingeführt haben:

$$\frac{T}{l^2}=\tau=\frac{t}{rCl^2} \qquad (9c)$$

$$y=\frac{x}{l}. \qquad (9d)$$

Außerdem war

$$\alpha=\frac{R_0}{rl} \qquad (9b)$$

und $\beta_1, \beta_2, \cdots\cdots \beta_\nu \cdots\cdots$ sind die positiven Wurzeln der transzendenten Gleichung

$$\operatorname{tg}\beta=-\alpha\beta. \qquad (4c)$$

Hiermit erhält man zunächst für ψ und ψ' nach Gl. (4a) und (4b) die einfachen Formeln

$$\left.\begin{aligned}\psi&=\frac{\sin\beta(y-1)}{\cos\beta}\\ \psi'&=\frac{\beta\cos\beta(y-1)}{l\cos\beta}\end{aligned}\right\} \qquad (9e)$$

Daher wird nach (VIa) und (VIb)

$$v=-E\frac{rl}{rl+R_0}\sum_\nu\frac{2(\alpha+1)e^{-\beta_\nu^2\tau}\sin\beta_\nu(y-1)}{(1+\alpha+\alpha^2\beta_\nu^2)\beta_\nu\cos\beta_\nu} \qquad (9f)$$

$$i=\frac{E}{rl+R_0}\sum_\nu\frac{2(\alpha+1)e^{-\beta_\nu^2\tau}\cos\beta_\nu(y-1)}{(1+\alpha+\alpha^2\beta_\nu^2)\cos\beta_\nu} \qquad (9g)$$

Von besonderem Interesse ist der Verlauf des Stromes am Kabelanfang ($y=0$) und am Kabelende ($y=1$). Für den ersten ergibt sich mit $y=0$ aus (9g) der Ausdruck

$$i_a=\frac{E}{rl+R_0}\sum_\nu\frac{2(\alpha+1)}{1+\alpha+\alpha^2\beta_\nu^2}e^{-\beta_\nu^2\tau}. \qquad (9h)$$

Diese Reihe ist für alle τ (auch für $\tau=$ konvergent; denn für sehr große ν ist, um genauer, je größer ν (nach Gl. 7b)

$$\beta_\nu=(2\nu-1)\frac{\pi}{2}.$$

Daher geht für $\tau=0$ und hohe Ordnungszahlen ν die Reihe in die mit einem Proportionalitätsfaktor multiplizierte Reihe der reziproken Quadrate der ungeraden Zahlen über, die bekanntlich konvergiert.

Für den Strom am Kabelende ergibt sich

$$\left.\begin{aligned}i_e&=\frac{E}{rl+R_0}\sum_\nu\frac{2(\alpha+1)}{(1+\alpha+\alpha^2\beta_\nu^2)\cos\beta_\nu}e^{-\beta_\nu^2\tau}\\ i_e&=\frac{E}{rl+R_0}\sum_\nu\frac{2(\alpha+1)\sqrt{1+\alpha^2\beta_\nu^2}}{1+\alpha+\alpha^2\beta_\nu^2}e^{-\beta_\nu^2\tau}(-1)^\nu\end{aligned}\right| \qquad (9i)$$

In diesem Ausdruck ist die Quadratwurzel stets mit dem positiven Vorzeichen zu versehen; das abwechselnde Zeichen von $\cos\beta_\nu$ kommt im Faktor $(-1)^\nu$ zum Ausdruck.

Es ist interessant zu zeigen, daß die entwickelten Formeln für $\alpha=0$ (widerstandslose Batterie) in die schon von **Thomson** aufgestellten Beziehungen übergehen.

Mit $\alpha=0$ wird (Gl. 4c)

$$\operatorname{tg}\beta=0$$

$$\beta=\nu\pi \quad (\nu=1, 2, 3\cdots\cdot)$$

folglich (Gl. 9g)

$$i=\frac{E}{rl}\sum_{\nu=1}^{\nu=\infty}2e^{-\nu^2\pi^2\tau}\cos\nu\pi y$$

und

$$i=\frac{E}{rl}\left\{1+2\sum_{\nu=1}^{\nu=\infty}e^{-\nu^2\pi^2\tau}\cos\nu\pi y\right\}$$

oder

$$i=\frac{E}{rl}\vartheta(q,\omega),$$

wo $\vartheta(q,\omega)$ die elliptische Thetafunktion[1])

$$\vartheta(q,\omega)=1-2[q\cos2\pi\omega-q^4\cos4\pi\omega+q^9\cos6\pi\omega-\cdots\cdot]$$

bedeutet, mit

$$q=e^{-\pi^2\tau},\quad 2\omega=1-y.$$

Da die ϑ-Reihe für $q=1$, d. h. $\tau=0$ nicht konvergiert, so ist der von **Thomson** aufgestellte Ausdruck für den allerersten Moment ($t=0$) nicht brauchbar. Um diesem Übelstand abzuhelfen, kann man aus der ϑ-Reihe eine Reihe für den Endstrom

$$i_e=2\frac{E}{rl}\sqrt{\frac{1}{\pi\tau}}\{u+u^9+u^{25}+\cdots\}$$

$$u=e^{-\frac{1}{4\tau}}$$

1) Tabellen für diese Funktion finden sich auch in der sehr empfehlenswerten Sammlung: Funktionentafeln mit Formeln und Kurven von **Emde** und **Jahnke** (Math.-phys. Schriften, Bd. 5), Leipzig und Berlin 1909 bei Teubner, S. 71.

ableiten[1]), die gerade für kleine τ sehr gut konvergiert. Für $\tau = 0$ ($t = 0$) ergibt sie

$$\bar{i}_e = 0,$$

wie es auch sein muß. Dagegen wird (nach derselben Transformation) der Strom am Kabelanfange im ersten Moment unendlich. Wie wir gezeigt haben (Gl. 9h), vermeidet man dieses physikalisch unzulässige Ergebnis, wenn man den endlichen Batteriewiderstand berücksichtigt. Man darf indes hieraus nicht schließen, daß man durch genügende Verringerung des Batteriewiderstands den Anfangsstrom beliebig hoch treiben könne. Je geringer nämlich der Batteriewiderstand ist, um so rascher steigt die Spannung am Kabelanfang an; von einer gewissen Schnelligkeit der elektromagnetischen Vorgänge an darf man die Selbstinduktivität L des Kabels nicht mehr vernachlässigen; im Grenzfalle eines verschwindend kleinen Batteriewiderstands verlaufen die Vorgänge am Anfang des Kabels so rasch, daß dort der induktive Spannungsabfall den Ohmschen weit überwiegt; in diesem Falle wird[2])

$$i_a = E\sqrt{\frac{C}{L}} \quad .$$

L = Selbstinduktivität der Längeneinheit des Kabels. Diese Formel gilt natürlich nur für die allererste Zeit unmittelbar nach dem Einschalten.

4a. Ein Abschlußkondensator am Empfangsende.

Wir gehen nun einen Schritt weiter und betrachten den Fall, daß das Kabel am fernen Ende auf einen Kondensator geschaltet ist (Fig. 3)[3]). Hier ist in dem sich schließlich einstellenden stationären Zustande

$$\left.\begin{aligned} i_s &= 0 \\ v_s &= E \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

Im Augenblicke des Einschaltens ist das Kabel noch ungeladen, man hat somit die Anfangsbedingung $v = 0$ für $t = 0$ oder (Gl. IV)

$$v = -E \text{ für } t = 0. \qquad (11\,a)$$

Die Grenzbedingung am Geberende ist dieselbe, wie in dem vorher behandelten Falle, nämlich

$$v = -R_0\, i \text{ für } x = 0, \text{ alle } t. \qquad (11\,b)$$

Am Empfangsende ist

$$\bar{i} = K\frac{d\bar{v}}{dt}$$

oder, da $i_s = 0$ und v_s konstant ist,

$$i = K\frac{dv}{dt} \text{ für } x = l, \text{ alle } t. \qquad (11\,c)$$

Wenn wir die Lösung wieder in der Form einer Reihe (Gl. VIa und VIb)

$$v = \Sigma e^{-\lambda^2 T}\varphi'(x)$$

$$i = -\frac{1}{r}\Sigma e^{-\lambda^2 T}\varphi'(x)$$

ansetzen, so ergibt (11b) die Bedingung

$$\varphi(0) = \frac{R_0}{r}\varphi'(0). \qquad (12\,a)$$

Die Grenzbedingung (11c) verlangt

$$\left(\text{da } \frac{d}{dt} = \frac{1}{Cr}\frac{d}{dT} \text{ ist}\right)$$

$$\varphi'(l) = \lambda^2\frac{K}{C}\varphi(l). \qquad (12\,b)$$

Die beiden letzten Gleichungen müssen uns wieder zur Bestimmung der speziellen Form der Normalfunktionen φ (bis auf einen noch willkürlichen Faktor) und insbesondere zur Aufstellung der transzendenten Gleichung für λ dienen. Der allgemeine Ansatz für φ ist

$$\varphi = a\sin\lambda x + b\cos\lambda x.$$

Durch Einsetzen in (12a) erhält man

$$b = a\frac{\lambda R_0}{r}.$$

Es ist also

$$\varphi = a\psi = a\left(\sin\lambda x + \frac{\lambda R_0}{r}\cos\lambda x\right) \qquad (13\,a)$$

$$\varphi' = a\psi' = a\left(\lambda\cos\lambda x - \frac{\lambda^2 R_0}{r}\sin\lambda x\right). \qquad (13\,b)$$

Die Form der Normalfunktionen ist dieselbe, wie in dem früher betrachteten Falle; dagegen kommen ganz andere Werte von λ in Frage. Setzt man die Ausdrücke (13a) und (13b) mit $x = l$ in Gl. (12b) ein, so erhält man

$$\lambda\cos\lambda l - \frac{\lambda^2 R_0}{r}\sin\lambda l = \frac{\lambda^2 K}{C}\left(\sin\lambda l + \frac{\lambda R_0}{r}\cos\lambda l\right).$$

Wir benutzen jetzt wieder einige Abkürzungen, die zum Teil schon in 3. verwendet worden sind, nämlich

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \frac{R_0}{rl} \\ \delta &= \frac{K}{Cl} \\ \beta &= \lambda l \end{aligned}\right\} \qquad (13\,c)$$

Mit diesen vereinfacht sich die obige Gleichung zu

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{1-\beta^2\alpha\delta}{\beta(\alpha+\delta)}. \qquad (13\,d)$$

Das ist die gesuchte transzendente Glei-

1) Mit Hilfe der Transformationstheorie der ϑ-Funktionen oder auf einem Umwege wie bei Riemann-Weber, partielle Differentialgleichungen, II, § 48, S. 116.

2) K. W. Wagner, a. angegebenen Ort, Abschnitt 3 und Fig. 3.

3) Abschlußkondensatoren haben einen doppelten Zweck: sie sollen erstens verhindern, daß Erdströme in das Kabel eindringen; sie bewirken ferner, daß der Strom am fernen Ende rascher auf seinen Höchstwert ansteigt und ermöglichen so eine größere Telegraphiergeschwindigkeit.

chung für $\beta = \lambda l$, die wir nun zu diskutieren haben.

a) Da ein sehr großer Kondensator K in physikalischer Hinsicht einem Kurzschluß des Endes gleichkommt, so muß (13d) im Grenzfall $\delta = \infty$ in die für das vorige Beispiel aufgestellte transzendente Gleichung (4c) übergehen. In der Tat ergibt (13d) für $\lim \delta = \infty$

$$\operatorname{tg} \beta = -\alpha \beta.$$

b) Praktisch liegen die Verhältnisse immer so, daß α eine sehr kleine Zahl ist. Denkt man außerdem daran, daß gerade auf den hier vorzugsweise interessierenden Empfangsstrom ($x = l$) ein kleiner Wert von α bei der großen Kabellänge nur einen verschwindenden Einfluß haben kann, so wird man im allgemeinen in (13d) $\alpha = 0$ setzen dürfen und erhält

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{1}{\delta \beta}. \qquad (13e)$$

Will man den Verlauf des Anfangsstromes ($x = 0$) studieren, so darf man allerdings diese letzte Vereinfachung nicht treffen; denn dieser Strom würde im Augenblick des Einschaltens bei verschwindendem Batteriewiderstand ($\alpha = 0$) unendlich groß. Wir interessieren uns in erster Linie für den Verlauf des Endstroms ($x = l$) und werden darum hauptsächlich die wesentlich einfachere Gleichung (13e) zugrunde legen.

c) Die reellen Lösungen von (13d) kann man wieder graphisch finden, indem man die Schar der Tangenskurven zum Schnitt bringt mit der Hyperbel $\frac{1-\beta^2 \alpha \delta}{\beta(\alpha+\delta)}$ (Fig. 4).

Zu Asymptoten hat sie die Ordinatenachse ($\beta = 0$) und die Gerade $-\beta \frac{\alpha \delta}{\alpha + \delta}$; für verschwindendes α (der Gl. 13e entsprechend) geht diese Gerade in die Abszissenachse über; die Hyperbel wird zu einer gleichseitigen. Zu jeder positiven Wurzel gehört auch hier eine gleichgroße negative, die aber keiner wesentlich neuen Normalfunktion entspricht und darum außer Betracht bleiben kann.

d) Es gibt keine rein imaginären Lösungen von (13d). Setzt man nämlich

$$\beta = \sqrt{-1}\, \beta'$$

so ergibt sich

$$\mathfrak{Tg}\, \beta' = -\frac{1 + \beta'^2 \alpha \delta}{\beta' (\alpha + \delta)}.$$

Diese Gleichung ist in reellen Zahlen nicht lösbar, denn beide Seiten haben für jedes reelle β' entgegengesetzte Vorzeichen.

e) Es gibt auch keine komplexen Lösungen von (13d). Um das zu zeigen, bilden wir nach (VIIa) das über die Kabellänge genommene Integral des Produkts zweier Normalfunktionen:

$$(\lambda_\mu^2 - \lambda_\nu^2) \int_0^l \varphi_\nu \varphi_\mu \, dx = [\varphi_\mu \varphi_\nu' - \varphi_\nu \varphi_\mu']_0^l.$$

Dies ergibt, wegen (12a) und (12b)

$$\int_0^l \varphi_\mu \varphi_\nu \, dx = -\frac{K}{C} \varphi_\mu(l) \varphi_\nu(l) \qquad (14a)$$

(gültig für $\mu \neq \nu$.)

Nun weiß man, daß komplexe Wurzeln von (13d) konjugiert auftreten müssen (reelle Koeffizienten!). Ein solches Paar sei

$$\beta_\mu = \xi + \eta \sqrt{-1}$$
$$\beta_\nu = \xi - \eta \sqrt{-1}$$

und die zugehörigen Normalfunktionen

$$\varphi_\mu = U(x) + \sqrt{-1}\, V(x)$$
$$\varphi_\nu = U(x) - \sqrt{-1}\, V(x).$$

Darin sind U und V reelle Funktionen ihres Arguments. Wendet man (14a) auf dieses Wurzelpaar an, so folgt

$$\int_0^l (U^2 + V^2) dx = -\frac{K}{C} [U^2(l) + V^2(l)].$$

Diese Gleichung ist unmöglich, denn links steht eine wesentlich positive, rechts eine wesentlich negative Größe.

f) Bezüglich der Lage der Wurzeln β entnehmen wir der Figur 4 das Folgende. Hat α einen endlichen Wert, so ist, um so genauer, je höher die Ordnungszahl ν ist,

$$\beta_\nu = (2\nu - 3) \frac{\pi}{2} + \varepsilon_\nu \qquad (13f)$$

ε_ν ist ein kleiner positiver Winkel.

Ist dagegen $\alpha = 0$, so gilt

$$\beta_\nu = (\nu - 1)\pi + \varepsilon_\nu. \qquad (13g)$$

Wir wollen die allgemeine Formel zur Berechnung des Koeffizienten a_ν der Normalfunktionen entwickeln. In dem hier vorliegenden einfachen Falle ist als Anfangsbedingung

$$v = -E \text{ für } t = 0$$

vorgeschrieben (Gl. 11a). Wir lösen zunächst den allgemeineren Fall

$$v = \Phi(x) \text{ für } t = 0, \qquad (11a')$$

wo $\Phi(x)$ eine willkürliche Funktion von x bedeutet. Mit dieser Bedingung geht die Reihe (VIa) für v über in

$$\Phi(x) = \varphi_1 + \varphi_2 + \cdots + \varphi_\nu + \cdots$$

oder

$$\Phi(x) = a_1 \psi_1 + a_2 \psi_2 + \cdots + a_\nu \psi_\nu + \cdots \qquad (14b)$$

Wir multiplizieren mit $\psi_\nu dx$ und integrieren über die Kabellänge

$$\int_0^l \Phi(x) \psi_\nu dx = \int_0^l a_1 \psi_1 \psi_\nu dx + \cdots + \int_0^l a_\nu \psi_\nu^2 dx + \cdots$$

Nun ist nach (14a) für $\mu \neq \nu$

$$\int_0^l a_\mu \psi_\mu \psi_\nu dx = -\frac{K}{C} a_\mu \psi_\mu(l) \psi_\nu(l),$$

folglich

$$\int_0^l \Phi(x)\psi_\nu dx = -\frac{K}{C}\psi_\nu(l)\,\Sigma a_\mu \psi_\mu(l) + \int_0^l a_\nu \psi_\nu^2 dx.$$

Dabei durchläuft in der rechtsstehenden Summe μ die Werte von 1 bis ∞, läßt jedoch den Wert $\mu = \nu$ aus. Will man diesen Wert nicht bei der Summation auslassen, so hat man das Glied

$$+\frac{K}{C}a_\nu \psi_\nu^2(l)$$

noch rechts hinzuzufügen. Tut man dies, so kann man die vollständige Summe nach (14b) ersetzen durch $\Phi(l)$. Dann ist also

$$\int_0^l \Phi(x)\psi_\nu dx = -\frac{K}{C}\Phi(l)\psi_\nu(l) + \frac{K}{C}a_\nu \psi_\nu^2(l) + \int_0^l a_\nu \psi_\nu^2 dx$$

oder

$$a_\nu = \frac{\int_0^l \Phi(x)\psi_\nu dx + \frac{K}{C}\Phi(l)\psi_\nu(l)}{\int_0^l \psi_\nu^2 dx + \frac{K}{C}\psi_\nu^2(l)}. \qquad (14c)$$

Wir wollen jetzt die entwickelten allgemeinen Beziehungen auf den vorliegenden Fall anwenden, wobei auch der Batteriewiderstand vernachlässigt werden soll ($\alpha = 0$). Dann ist

$$\Phi(x) = \Phi(l) = -E.$$

Ferner (Gl. 13a)

$$\psi = \sin\lambda x = \sin\beta\frac{x}{l} = \sin\beta y$$

$$\psi' = \lambda\cos\lambda x = \frac{\beta}{l}\cos\beta\frac{x}{l} = \frac{\beta}{l}\cos\beta y$$

$$\psi(l) = \sin\beta$$

$$\int_0^l \psi^2 dx = \frac{l}{2}\left(1 - \frac{\sin 2\beta}{2\beta}\right) = \frac{l}{2}(1 - \delta\sin^2\beta).$$

Daher wird

$$a_\nu = E\frac{\frac{l}{\beta_\nu}(\cos\beta_\nu - 1) - \delta l\sin\beta_\nu}{\frac{l}{2}(1 - \delta\sin^2\beta_\nu) + \delta l\sin^2\beta_\nu}$$

$$a_\nu = -\frac{2E}{\beta_\nu(1 + \delta\sin^2\beta)} = -\frac{2E}{\beta_\nu + \frac{1}{2}\sin 2\beta_\nu} \qquad (14d)$$

Folglich erhält man für v und i die Gleichungen

$$v = -2E\sum_\beta \frac{e^{-\beta^2 \tau}\sin\beta y}{\beta + \frac{1}{2}\sin 2\beta} \qquad (15a)$$

$$i = \frac{2E}{rl}\sum_\beta \frac{\beta e^{-\beta^2 \tau}\cos\beta y}{\beta + \frac{1}{2}\sin 2\beta}. \qquad (15b)$$

Darin bedeuten die β die positiven Lösungen von (13e) während y und τ wie früher durch (9d) und (9c) gegeben sind. Für den Strom am Empfangsende ($x = l$, $y = 1$) erhält man

$$i_e = \frac{2E}{rl}\sum_\beta \frac{\beta\cos\beta}{\beta + \frac{1}{2}\sin 2\beta}e^{-\beta^2 \tau}. \qquad (15c)$$

Mit unbegrenzt wachsender Kapazität K gehen alle Formeln wieder in die Thomsonschen über; mit $\delta = \infty$ muß nämlich $\operatorname{tg}\beta = 0$, das heißt

$$\beta = n\pi \quad (n = 1, 2, \cdots)$$

sein.

4b. Ein Abschlußkondensator auf der Geberseite vorhanden.

Es sollen nun die Vorgänge in einem Kabel betrachtet werden, das am fernen Ende kurzgeschlossen, auf der Geberseite mit einem Abschlußkondensator K versehen ist; der Batteriewiderstand R_0 wird auch berücksichtigt (Fig. 5). Im Augenblick $t = 0$ wird in das bis dahin unelektrische Kabel durch einfaches Schließen der Gebetaste ein Stromstoß geschickt.

Zu Anfang, $t = 0$, ist also auf dem ganzen Kabel

$$\left.\begin{array}{l} v = 0 \\ i = 0 \end{array}\right\}. \qquad (16a)$$

Zugleich ist die Spannung am Kondensator

$$v_K = 0 \text{ für } t = 0. \qquad (16b)$$

Im stationären Zustand ist

$$\left.\begin{array}{l} v_s = 0 \\ i_s = 0 \\ v_{K_s} = E \end{array}\right\}. \qquad (16c)$$

Für den Kabelanfang ergibt sich als Grenzbedingung, wenn die Spannungen und der Strom in den in Fig. 5 angegebenen Richtungen als positiv gezählt werden

$$v_K + E = R_0 i + v$$

oder, da v_s und i_s beide null sind,

$$v_K + E = R_0 i + v \text{ für } x = 0. \qquad (17a)$$

Die Grenzbedingung für das kurzgeschlossene Kabelende ist einfach

$$v = 0 \text{ für } x = l. \qquad (17b)$$

Zu der Anfangsbedingung (16a) ist zu bemerken, daß sie nicht für das Geberende ($x = 0$) gilt. Wohl ist dort $v = 0$ und somit auch $v = 0$; dagegen muß auch im ersten Moment ($t = 0$) die Grenzbedingung (17a) gelten, und daher ist

$$\left.\begin{array}{l} i = \frac{E}{R_0} \text{ für } t = 0 \text{ und } x = 0 \\ i = 0 \text{ für } t = 0 \text{ und } x > 0. \end{array}\right\} \qquad (16d)$$

Die Anfangsverteilung des Stroms hat also bei $x=0$ eine Unstetigkeit (endlicher Sprung).

Wie in den früher betrachteten Beispielen versuchen wir auch hier, v und i durch Reihenentwicklungen darzustellen

$$v=\Sigma e^{-\lambda^2 T}\varphi(x) \quad \text{(VIa)}$$

$$i=-\frac{1}{r}\Sigma e^{-\lambda^2 T}\varphi'(x) \quad \text{(VIb)}$$

mit

$$\varphi=a\sin\lambda x+b\cos\lambda x \quad \text{(Vb)}$$

$$\varphi'=a\lambda\cos\lambda x-b\lambda\sin\lambda x. \quad \text{(Vc)}$$

Um die Grenzbedingung (17a) anwenden zu können, differenzieren wir sie nach der Zeit und bedenken, daß

$$\frac{dv_K}{dt}=-\frac{i}{K}$$

ist. Dann ergibt sich

$$\frac{dv}{dt}=-\frac{i}{K}-R_0\frac{di}{dt} \text{ für } x=0. \quad \text{(17c)}$$

Hieraus folgt mit Hilfe von (VIa) und (VIb)

$$\left.\begin{aligned}-\frac{\lambda^2}{Cr}\varphi(0)&=\left(\frac{1}{Kr}-\frac{R_0}{r}\cdot\frac{\lambda^2}{Cr}\right)\varphi'(0)\\ -\lambda^2\varphi(0)&=\left(\frac{C}{K}-\frac{R_0}{r}\lambda^2\right)\varphi'(0).\end{aligned}\right\} \quad \text{(18a)}$$

Setzt man in diese Beziehung für φ und φ' ihre Werte (Gl. Vb und Vc) ein, so erhält man

$$b=a\left(\frac{R_0}{r}\lambda-\frac{C}{K\lambda}\right)=\frac{a}{\lambda}\left\{\frac{R_0}{r}\lambda^2-\frac{C}{K}\right\}.$$

Wir führen nun diesen Wert von b in (Vb) und (Vc) ein und schreiben dann an Stelle von $\frac{a}{\lambda}$ den einfachen Buchstaben a

$$\varphi=a\left[\lambda\sin\lambda x+\left(\frac{R_0}{r}\lambda^2-\frac{C}{K}\right)\cos\lambda x\right]$$

$$\varphi'=a\left[\lambda^2\cos\lambda x-\left(\frac{R_0}{r}\lambda^3-\frac{C}{K}\lambda\right)\sin\lambda x\right].$$

Wir benutzen wieder die Abkürzungen

$$\left.\begin{aligned}\frac{R_0}{rl}&=\alpha\\ \lambda l&=\beta\\ \frac{K}{Cl}&=\delta.\end{aligned}\right\} \quad \text{(13c)}$$

Mit ihnen erhält man

$$\varphi=a\psi=a\left[\frac{\beta}{l}\sin\lambda x+\left(\frac{\alpha\beta^2}{l}-\frac{1}{\delta l}\right)\cos\lambda x\right] \quad \text{(19a)}$$

$$\varphi'=a\psi'=a\left[\frac{\beta^2}{l^2}\cos\lambda x-\left(\frac{\alpha\beta^3}{l^2}-\frac{\beta}{\delta l^2}\right)\sin\lambda x\right]. \quad \text{(19b)}$$

Wir schreiten jetzt zur Aufstellung der zur Bestimmung der „Eigenwerte" β dienenden transzendenten Gleichung; dazu verhilft uns die Grenzbedingung (17b), nach der

$$\varphi(l)=0 \quad \text{(18b)}$$

sein muß. Dies ergibt unter Benutzung des Ausdrucks (19a) für φ die Gleichung

$$\operatorname{tg}\beta=\frac{1-\alpha\delta\beta^2}{\beta\delta}. \quad \text{(19c)}$$

Sie ist ganz analog der im vorigen Beispiel erhaltenen Gleichung (13d) gebaut. Die rechte Seite stellt eine ungleichseitige Hyperbel dar mit der Ordinatenachse ($\beta=0$) und der durch den Nullpunkt gehenden Geraden $-\alpha\beta$ als Asymptoten. Die Konstruktion der reellen Wurzeln geschieht auch hier nach Fig. 4; es genügt wiederum, nur die positiven in den Kreis der Betrachtung zu ziehen. Auch der Nachweis, daß imaginäre und komplexe Wurzeln nicht vorkommen, kann ganz wie in Abschnitt 4a geführt werden und sei darum jetzt übergangen.

Es bleibt uns noch die Bestimmung der Koeffizienten a in den Reihenentwicklungen für v und i (VIa und VIb). Dazu muß der Anfangszustand herangezogen werden. Diesmal ist uns — im Gegensatz zu den vorher betrachteten Fällen — nicht die Anfangsverteilung von v, sondern die von i gegeben (Gl. 16d). Wir haben uns daher an die Reihe für i (VIb) zu halten, in der die ersten Ableitungen φ' der Normalfunktionen φ vorkommen. Das Verfahren entspricht im übrigen ganz dem im vorhergehenden Falle (4a) angewandten. Wir bedürfen also vor allem der Kenntnis der Integrale

$$\int_0^l \varphi_\nu'\varphi_\mu' dx.$$

Für diese gilt nach (VIIb)

$$(\lambda_\mu^2-\lambda_\nu^2)\int_0^l\varphi_\mu'\varphi_\nu' dx=\left[\lambda_\mu^2\varphi_\mu\varphi_\nu'-\lambda_\nu^2\varphi_\nu\varphi_\mu'\right]_0^l. \quad \text{(VIIb)}$$

Nun fallen rechts die der oberen Grenze ($x=l$) entsprechenden Glieder wegen (18b) heraus. An der unteren Grenze ($x=0$) drücken wir die Terme $\lambda^2\varphi$ mit Hilfe von (18a) durch die φ' aus. Dann erhalten wir

$$\int_0^l\varphi_\mu'\varphi_\nu' dx=-\frac{R_0}{r}\varphi_\mu'(0)\varphi_\nu'(0) \quad \text{(20)}$$

(gültig für $\mu \neq \nu$).

Nach (VIb) ist für $t=0$

$$\begin{aligned}-ri(x)&=\varphi_1'+\varphi_2'+\cdots+\varphi_\nu'+\cdots\\ &=a_1\psi_1'+a_2\psi_2'+\cdots+a_\nu\psi_\nu'+\cdots\end{aligned} \quad \text{(21a)}$$

Unter $i(x)$ ist die vorgeschriebene Anfangsverteilung des Stroms zu verstehen, die im allgemeinen irgend eine Funktion von x sein kann; in dem hier zu betrachtenden Falle bedeutet $i(x)$ die durch (16d) gegebene Stromverteilung. Wir multiplizieren zur Berechnung von a_ν die Gl. (21a) mit $\psi_\nu' dx$ und integrieren über die Kabellänge

$$-r\int_0^l i(x)\psi_\nu' dx=a_1\int_0^l\psi_1'\psi_\nu' dx+\cdots+$$

$$a_\nu\int_0^l\psi_\nu'^2 dx+\cdots.$$

Hieraus folgt mit (20)

$$-r\int_0^l i(x)\psi_\nu' dx = -\frac{R_0}{r}\psi_\nu'(0)\sum_{\mu \neq \nu} a_\mu \psi_\mu'(0) + a_\nu \int_0^l \psi_\nu'^2 dx$$

$$= -\frac{R_0}{r}\psi_\nu'(0)\sum_{\text{alle } \mu} a_\mu \psi_\mu'(0) + \frac{R_0}{r} a_\nu \psi_\nu'^2(0) + a_\nu \int_0^l \psi_\nu'^2 dx.$$

Nun bedeutet nach (21a) der Ausdruck $\sum_{\text{alle } \mu} a_\mu \psi_\mu'(0)$ nichts anderes als den Wert, den $-ri(x)$ an der Grenze $x=0$ annimmt, nämlich $-ri(0)$. Hiermit erhält man aus der letzten Gleichung

$$a_\nu = \frac{-r\int_0^l i(x)\psi_\nu' dx - R_0 i(0)\psi_\nu'(0)}{\int_0^l \psi_\nu'^2 dx + \frac{R_0}{r}\psi_\nu'^2(0)}. \quad (21\text{b})$$

Wenn wir die durch (16d) gegebene Verteilung $i(x)$ einsetzen, so ersehen wir, daß das im Zähler der rechten Seite stehende Integral verschwindet; dagegen ist $R_0 i(0) = E$; daher ist

$$a_\nu = -\frac{E\psi_\nu'(0)}{\int_0^l \psi_\nu'^2 dx + \alpha l \psi_\nu'^2(0)}. \quad (21\text{c})$$

Die Berechnung des im Nenner stehenden Integrals geschieht am einfachsten mit Hilfe der Formel (VIId). Der Ausdruck für a_ν läßt sich dann mit Hilfe von (19c) noch wesentlich vereinfachen. Das Ergebnis der nicht schwierigen, aber etwas umständlichen Rechnung ist

$$a = -\frac{2E}{\frac{\beta}{l}\left[\operatorname{tg}\beta + \frac{\beta}{\cos^2\beta} + 2\alpha\beta\right]}. \quad (21\text{d})$$

Mit Rücksicht auf (19c) läßt sich auch ψ (Gl. 19a) noch etwas einfacher schreiben

$$\psi = \frac{\beta}{l}\{\sin\lambda x - \operatorname{tg}\beta\cos\lambda x\}.$$

$$\psi = \frac{\beta}{l}\frac{1}{\cos\beta}\sin(\lambda x - \beta) = \frac{\beta}{l}\cdot\frac{\sin\beta(y-1)}{\cos\beta} \quad (22\text{a})$$

$$\psi' = \frac{\beta^2}{l^2}\frac{\cos\beta(y-1)}{\cos\beta} \quad (22\text{b})$$

mit $y = \frac{x}{l}$. Mit diesen Ausdrücken ergeben sich für v und i die Reihen

$$v = -2E\sum_\beta \frac{e^{-\beta^2\tau}\sin\beta(y-1)}{\sin\beta + \frac{\beta}{\cos\beta} + 2\alpha\beta\cos\beta} \quad (23\text{a})$$

$$i = \frac{2E}{rl}\sum_\beta \frac{\beta e^{-\beta^2\tau}\cos\beta(y-1)}{\sin\beta + \frac{\beta}{\cos\beta} + 2\alpha\beta\cos\beta}. \quad (23\text{b})$$

Man überzeugt sich leicht, daß diese Formeln mit $\delta = \infty$ (unendlich große Abschlußkapazität) sich in die Formeln (9f) und (9g) zurück verwandeln, die wir für den Fall des unmittelbaren Anschlusses des Kabels an die Gebebatterie entwickelt haben[1]).

Aus (23b) erhält man die Formel für den am fernen Ende ankommenden Strom ($y=1$):

$$i_e = \frac{2E}{rl}\sum_\beta \frac{\beta}{\sin\beta + \frac{\beta}{\cos\beta} + 2\alpha\beta\cos\beta} e^{-\beta^2\tau}. \quad (23\text{c})$$

Die Konvergenz dieser Reihenausdrücke erkennt man am einfachsten, wenn man das Verhalten der Koeffizienten für hohe Ordnungszahl ν betrachtet. Dann ist (Gl. 13f)

$$\beta_\nu = (2\nu - 3)\frac{\pi}{2} + \varepsilon_\nu$$

$$\sin\beta_\nu = (-1)^\nu$$

$$\cos\beta_\nu = \frac{(-1)^{\nu-1}}{\alpha\beta} \text{ (nach Gl. 19c).}$$

Für $\tau > 0$ konvergieren die Reihen unbedingt. Dasselbe gilt für die v-Reihe auch für $\tau = 0$, denn die Koeffizienten nähern sich für hohe Ordnungszahl unbegrenzt den reziproken Quadraten der ungeraden Zahlen. Die Konvergenz der i-Reihe ist für $\tau = 0$ jedoch nur eine bedingte; die Koeffizienten sind bei genügend hoher Ordnungszahl die reziproken ungeraden Zahlen mit abwechselndem Vorzeichen. Das gilt alles nur, wenn $\alpha > 0$ ist. Mit $\alpha = 0$ konvergiert die i-Reihe überhaupt nur für $\tau > 0$.

4c. Doppelseitiger Abschluß durch Kondensatoren.

Der in der praktischen Kabeltelegraphie meist vorkommende Fall ist der, daß das Kabel an jedem Ende durch einen Kondensator abgeschlossen ist, wodurch eine besonders wirksame Versteilerung der Zeichen erreicht wird.

Das Problem, Strom und Spannung für jeden Punkt des Kabels und zu jeder Zeit zu berechnen, wenn durch einfaches Schließen der Batterietaste ein Zeichen gegeben wird, führt auf keine andern Schwierigkeiten als die, die wir bereits in den vorhergehenden Betrachtungen überwunden haben; es soll darum hier nur das Ergebnis der Rechnung mitgeteilt werden.

Der Batteriewiderstand ist vernachlässigt worden. An jedem Ende sei ein Abschlußkondensator von der Kapazität K verwendet. Das Verhältnis dieser Kapazität zur gesamten Kabelkapazität sei δ:

$$\delta = \frac{K}{Cl}.$$

Die stationäre Spannung ist

$$v_s = E\frac{K}{2K + Cl} = E\frac{\delta}{1 + 2\delta}$$

1) Zur Ausführung dieser Verifikation bediene man sich der Beziehung (3a').

ferner

$$i_s = 0.$$

Die „Eigenwerte" β sind aus der Gleichung

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{2\beta\delta}{\beta^2\delta^2 - 1} \tag{a}$$

zu berechnen. Diese Gleichung hat nur reelle Wurzeln; man kann sich über die Lage sämtlicher Wurzeln einen schnellen Überblick verschaffen, wenn man die Schar der Tangenskurven mit der Kurve dritten Grades

$$f(\beta) = \frac{2\beta\delta}{\beta^2\delta^2 - 1}$$

zum Schnitt bringt. Diese hat drei Asymptoten, nämlich die Abszissenachse und die beiden zur Ordinatenachse parallelen Geraden $\beta\delta = \pm 1$ (Fig. 6) $f(\beta)$ ist ebenso wie $\operatorname{tg}\beta$ eine ungerade Funktion, so daß die Wurzeln von Gl. (a) nur paarweise mit entgegengesetzten Vorzeichen vorkommen; wiederum sind nur die positiven zu berücksichtigen. Mit

$$y = \frac{x}{l}$$

erscheinen die Normalfunktionen in der Form

$$\varphi = b(\cos\beta y - \beta\delta\sin\beta y).$$

Darin ist

$$b = \frac{2E\delta}{1 + 2\delta + \beta^2\delta^2}.$$

Für v und i erhält man demgemäß die folgenden Reihen

$$v = E\sum_\beta \frac{2\delta e^{-\beta^2 t}(\cos\beta y - \beta\delta\sin\beta y)}{1 + 2\delta + \beta^2\delta^2}$$

$$i = \frac{E}{rl}\sum_\beta \frac{2\beta\delta e^{-\beta^2 t}(\sin\beta y + \beta\delta\cos\beta y)}{1 + 2\delta + \beta^2\delta^2}.$$

Der Strom am fernen Ende ($y = 1$) ergibt sich hieraus zu

$$i_e = i_e = \frac{E}{rl}\sum_\beta \frac{2\beta\delta e^{-\beta^2 t}(\sin\beta + \beta\delta\cos\beta)}{1 + 2\delta + \beta^2\delta^2},$$

was man mit

$$J = \frac{E}{rl}$$

und nach einer kleinen Umrechnung (Benutzung von (a)) auch schreiben kann

$$\bar{i}_e = J\sum_\beta \beta\delta\sin\beta\,\frac{1 + \beta^2\delta^2}{1 + 2\delta + \beta^2\delta^2}e^{-\beta^2 t}. \tag{b}$$

5. Näherungsformeln für den Fall, daß die Abschlußkapazität klein ist gegenüber der Kabelkapazität.

Vernachlässigt man den Batteriewiderstand ($\alpha = 0$), so erhält man bei einseitigem Abschlusse für den Endstrom i_e unter sonst gleichen Umständen denselben Verlauf, einerlei, ob sich der Abschlußkondensator am Anfang oder am Ende des Kabels befindet. Es wird nämlich in beiden Fällen (vergl. Gl. 15c und 23c)

$$\bar{i}_e = i_e = \frac{2E}{rl}\cdot\sum_\beta \frac{\beta\cos\beta}{\beta + \frac{1}{2}\sin 2\beta}e^{-\beta^2 t}.$$

Die β sind die Wurzeln der Gleichung (nach 13d und 19c)

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{1}{\beta\delta}.$$

Ist das Verhältnis δ der Abschlußkapazität zur Kabelkapazität klein, so sind die Wurzeln dieser Gleichung angenähert

$$\frac{\pi}{2},\quad 3\frac{\pi}{2},\quad 5\frac{\pi}{2},\ \ldots\ (2k+1)\frac{\pi}{2},\ \ldots$$

Dann ist

$$\sin 2\beta = 0$$

und

$$\cos\beta = \frac{\sin\beta}{\operatorname{tg}\beta} = \beta\delta(-1)^{k+1}.$$

Bezeichnen wir noch E/rl mit J, so wird hiernach

$$\bar{i}_e = J\cdot 2\delta\sum_{k=1,2,\ldots}(2k+1)\frac{\pi}{2}(-1)^{k+1}e^{-\beta^2 t}$$

oder

$$\bar{i}_e = J\delta\pi\{p - 3p^9 + 5p^{25} - 7p^{49} + \cdots\} \tag{23d}$$

wo

$$p = e^{-\frac{\pi^2 t}{4}} \tag{23f}$$

ist. Diese Formel ermöglicht eine verhältnismäßig einfache Berechnung des Endstroms; sie ist aber nur dann genau genug, wenn δ ziemlich klein ist. Da die Zeit nur in p vorkommt, und da p nicht von δ abhängt, so folgt, daß bei kleinerer Abschlußkapazität die Größe dieser Kapazität nicht die Form, sondern nur die Intensität der ankommenden Stromwelle beeinflußt.

Ganz entsprechendes gilt bei doppelseitigem Abschluß. Ist hier δ klein, so sind die Wurzeln von Gl. (a) in § 4c angenähert,

$$\pi,\ 2\pi,\ 3\pi,\ \cdots\ k\pi,\ \ldots$$

$\sin\beta$ in Gl. (b) kann ersetzt werden durch

$$\sin\beta = \operatorname{tg}\beta\cdot\cos\beta = 2\beta\delta(-1)^{k+1},$$

während

$$\frac{1 + \beta^2\delta^2}{1 + 2\delta + \beta^2\delta^2}$$

für kleine δ durch 1 ersetzt werden darf. Hiermit ergibt sich aus Gl. (b)

$$\bar{i}_e = 2\pi^2\delta^2 J\{q - 4q^4 + 9q^9 - 16q^{16} + \cdots\} \tag{23g}$$

$$q = e^{-\pi^2 t}. \tag{23h}$$

Die Formeln (23e) bis (23h) sind bereits von Devaux-Charbonnel[1]) durch gewisse Näherungsbetrachtungen abgeleitet worden; natürlich ist man erst durch die Kenntnis der exakten Formeln in die Lage gesetzt, überschlagen zu

1) Devaux-Charbonnel, L'Eclairage électrique 31, 124, 171, 1902.

konnen, ob ihre Genauigkeit in einem gegebenen Falle ausreicht.

6. Induktionsspule am Empfängerende.

Eine auch im Betrieb langer Telegraphenkabel gelegentlich verwendete Anordnung entspricht der Figur 7[1]). Bei ihr benutzt man zum Betrieb des Empfangsapparats die an den Enden der Spule auftretende Spannung. R_0 soll wie früher den Widerstand der Sendebatterie bedeuten, L_0 die Selbstinduktivität der Spule. Es sei auch hier ein einfacher Stromstoß betrachtet, wie er durch Schließen der Gebetaste im Augenblick $t=0$ hervorgerufen wird. Nachdem der veränderliche Zustand abgelaufen ist, herrscht ein stationärer Zustand, der durch die Gleichungen gegeben ist

$$i_s = \frac{E}{R_0 + rl} \tag{24a}$$

$$v_s = E\frac{rl}{rl+R_0}\left(1-\frac{x}{l}\right). \tag{24b}$$

Er ist genau derselbe, wie bei dem im 3. betrachteten Falle ($L_0 = 0$). Man hat auch dieselbe Anfangsbedingung:

$$\bar{v} = 0 \text{ für } t = 0.$$

Das heißt:

$$v = E\frac{rl}{rl+R_0}\left(\frac{x}{l}-1\right) \text{ für } t=0. \tag{24c}$$

Ebenso bleibt die Grenzbedingung für den Kabelanfang

$$\bar{v} = -R_0 i \text{ für } x = 0 \tag{25a}$$

ungeändert; daraus folgt wieder wegen (VIa und VIb)

$$\varphi(0) = \frac{R_0}{r}\varphi'(0). \tag{25b}$$

Schließlich ergibt sich wegen dieser Bedingungsgleichung auch für φ aus dem allgemeinen Ansatz (Vb) der schon in dem früheren Beispiel erhaltene Ausdruck (4a)

$$\varphi = a\psi = a\left[\sin\lambda x + \frac{\lambda R_0}{r}\cos\lambda x\right] \tag{26a}$$

$$\varphi' = a\psi' = a\left[\lambda\cos\lambda x - \frac{\lambda^2 R_0}{r}\sin\lambda x\right]. \tag{26b}$$

Indes ist diese Gleichheit der Ausdrücke für die Normalfunktionen mehr eine formelle. Wir werden für die λ ganz andere Werte einzusetzen haben; mit anderen Worten, Grundwelle und Oberwellen haben ganz andere Wellenlängen. Die transzendente Gleichung zu ihrer Berechnung ergibt sich erst durch die Berücksichtigung der Grenzbedingung am fernen Ende. Dort ist

$$\bar{v} = L_0\frac{di}{dt} \text{ für } x = l,$$

1) Englisches Patent v. A. Dearlove, Nr. 8823 vom Jahre 1894.

oder, weil für $x=l$ $v_s=0$ ist und i_s nicht von t abhängt,

$$v = L_0\frac{di}{dt} \text{ für } x = l. \tag{25c}$$

Wir nehmen für v und i den Ansatz (VIa) und (VIb) und erhalten hiermit aus (25c)

$$\varphi(l) = \frac{L_0\lambda^2}{r^2C}\varphi'(l). \tag{25d}$$

In diese Gleichung setzen wir für φ und φ' ihre Werte nach (26a) und (26b) ein:

$$\sin\lambda l + \frac{\lambda R_0}{r}\cos\lambda l = \frac{L_0\lambda^2}{r^2C}\left[\lambda\cos\lambda l - \frac{\lambda^2 R_0}{r}\sin\lambda l\right].$$

Wir setzen wieder der Kürze wegen

$$\left.\begin{aligned} \frac{R_0}{rl} &= \alpha \\ \lambda l &= \beta \\ \frac{L_0}{Cl(rl)^2} &= \gamma \end{aligned}\right\} \tag{27a}$$

Hiermit ergibt sich aus der letzten Gleichung

$$\operatorname{tg}\beta = \beta\frac{\gamma\beta^2-\alpha}{1+\alpha\gamma\beta^4}. \tag{27b}$$

Die rechte Seite dieser Gleichung kann, als Funktion von β aufgefaßt, durch eine Kurve von der in Figur 8 gezeichneten Form veranschaulicht werden; ihre Schnittpunkte mit der Schar der Tangenskurven ergeben die unendlich vielen reellen Wurzeln von Gl. (27b). Die beiden Seiten dieser Gleichung sind ungerade Funktionen von β; die Wurzeln kommen daher wieder paarweise entgegengesetzt gleich vor, und es brauchen nur die positiven berücksichtigt zu werden, da auch φ eine ungerade Funktion von β ist. Der Nachweis, daß imaginäre Wurzeln nicht vorkommen, kann wie in den schon erledigten Beispielen erbracht werden; nicht aber der Nachweis, daß es keine komplexen Wurzeln gibt. Wendet man nämlich (25b) und (25d) auf (VIIa) an, so erhält man

$$\int_0^l \varphi_\mu\varphi_\nu\,dx = \frac{L_0}{r^2C}\varphi_\mu'(l)\varphi_\nu'(l). \tag{27c}$$

Würde man hier μ und ν auf ein Paar konjugiert komplexer Wurzeln beziehen [komplexe Wurzeln der Gl. (27b) können nur konjugiert vorkommen], so käme man durchaus nicht, wie in § 4a und 4b, auf den Widerspruch, daß eine positive Größe einer negativen gleich sein soll; denn die rechte Seite von (27c) hat im Gegensatz zu den früheren (14a und 20) entsprechenden Gleichungen einen positiven Faktor. Daß sich hier der Nachweis nicht erbringen läßt, daß keine komplexen Wurzeln der (Gl. 27b) existieren, hat seinen guten Grund darin, daß es unter Umständen solche Wurzeln gibt. Dies konnte man dem Problem vom physikalischen Standpunkt von vornherein an-

sehen. Komplexe Wurzeln bedeuten ja, daß die entsprechenden Teilwellen nicht zeitlich nach einem einfachen Exponentialgesetze absterben, sondern daß sie gedämpft ausschwingen. Nun stellt die hier betrachtete, in Fig. 7 schematisch dargestellte Anordnung ein schwingungsfähiges System dar; es enthält neben dem Energiereservoir für elektrische Energie (die Kabelkapazität) auch ein Reservoir für magnetische Energie (die Induktivität der Spule), das mit jenem auf Grund der elektromagnetischen Gesetze in Wechselbeziehung steht. Schwingende Vorgänge, denen ein Hin- uud Herpendeln der Energie zwischen den beiden Reservoiren zugrunde liegt, sind darum sehr wohl möglich. Die physikalische Anschauung lehrt uns aber noch weiteres. Denkt man sich das Kabel in bekannter Weise in Elementarwiderstände und passend geschaltete Elementarkondensatoren zerlegt, so ersieht man, daß das elektrische Energiereservoir eigentlich in unzählige, durch Widerstände getrennte Elementarreservoire zerfällt. Das Reservoir für magnetische Energie ist aber an einer einzigen Stelle konzentriert. Unser System ist daher trotz seiner verteilten Kapazität ein solches von nur einem einzigen Freiheitsgrad, hat also nur eine Eigenschwingung. Daraus folgt, daß, wenn überhaupt konjugiert komplexe Wurzeln auftreten, dies nur ein einziges Paar sein kann. Diese Eigenschaft der Gleichung (27b) dürfte auf rein mathematischem Wege nicht ohne die Verwendung weitgehender Hilfsmittel der analytischen Funktionentheorie nachzuweisen sein.

Bei der weiteren Verfolgung des Problems beschränken wir uns auf den Fall $\alpha = 0$. Wir bleiben dabei durchaus im Bereich der wirklichen Fälle, in denen α stets sehr klein ist. Dann nimmt (27b) die einfachste Gestalt an

$$\operatorname{tg}\beta = \gamma\beta^3. \qquad (27\text{d})$$

Die rechte Seite dieser Gleichung stellt eine kubische Parabel dar. Wir denken uns in einem Koordinatensystem die Kurvenschar $\operatorname{tg}\beta$ und die Parabel $\gamma\beta^3$ (mit einem nicht zu kleinen Wert von γ) für positive β gezeichnet, und die Schnittpunkte der Parabel mit den Tangenskurven mit den Nummern 1, 2, $\cdots\ \nu\ \cdots$ versehen (Fig. 9). Den Punkt $\beta = 0$ [er entspricht der schon berücksichtigten stationären Lösung, Gl. (24a) und (24b)], zählen wir nicht mit. Dann zeigt sich, daß jedem Zweig der Funktion $\operatorname{tg}\beta$ ein Schnittpunkt, das heißt eine Wurzel entspricht. Nur zum Zweig, der durch den Koordinatenanfangspunkt geht, gehören zwei Wurzeln. Wenn man nun γ mehr und mehr verkleinert, so nehmen die Ordinaten der Parabel ab und die genannten beiden im ersten Quadranten gelegenen Wurzeln rücken mehr und mehr zusammen. Für ein bestimmtes $\gamma = \gamma_0$ fallen sie in einen Punkt; dort berührt die Parabel die Tangenslinie. Bei noch kleinerem γ gibt es im ersten Quadranten keine reellen Schnittpunkte mehr; die Parabel $\gamma\beta^3$ und der durch $\beta = 0$ gehende Zweig von $\operatorname{tg}\beta$ schneiden sich für $\gamma < \gamma_0$ nur noch im Komplexen zweimal. Der Wert $\gamma = \gamma_0$ ist als ein Übergangswert anzusprechen; man kann sagen, daß für diesen Wert die beiden reellen Wurzeln einander gleich werden, oder daß der imaginäre Anteil der beiden komplexen Wurzeln dort verschwindet, je nachdem, ob man sich der Grenze γ_0 von größeren oder kleineren Werten γ her nähert. Man kann den Wert γ_0 leicht berechnen, wenn man sich vergegenwärtigt, daß Parabel und Tangenslinie in diesem Falle eine gemeinsame Tangente haben. Es gilt also im Berührungspunkt außer der Gleichung

$$\operatorname{tg}\beta = \gamma_0\beta^3$$

auch noch die folgende

$$\frac{1}{\cos^2\beta} = 3\gamma_0\beta^2.$$

Daraus erhält man durch Elimination von γ_0 die Gleichung

$$\frac{2}{3}\beta = \sin 2\beta$$

woraus

$$\underline{\beta = 1{,}1395\ldots = 65{,}284^0 = 65^0\,17{,}05'}$$

und somit

$$\underline{\gamma_0 = 1{,}4686\ldots.}$$

Nehmen wir ein Kabel mit einer Gesamtkapazität $Cl = 400$ Mikrofarad und einem Widerstande $rl = 10000\ \Omega$, so ist

$$\gamma = \frac{L_0}{400\cdot 10^{-6}\cdot 10000^2} = \frac{L_0}{40\,000}.$$

Für dieses Kabel ist γ mit allen praktisch denkbaren Spulen kleiner als γ_0, und daher hat man hier stets mit Eigenschwingungen zu rechnen. Es mag im ersten Augenblick merkwürdig erscheinen, daß gerade für sehr große L_0 der Vorgang aperiodisch wird. Das liegt natürlich daran, daß das Kabel am Anfang ($x = 0$) über die Batterie so gut wie kurzgeschlossen ist. Hätten wir dort ein offenes Ende, so wäre die Bedingung der Aperiodizität gerade umgekehrt.

Mit $\alpha = 0$ werden φ und φ' sehr einfach (26a) und (26b)

$$\varphi = a\psi = a\sin\lambda x \qquad (26\text{c})$$

$$\varphi' = a\psi' = a\lambda\cos\lambda x. \qquad (26\text{d})$$

Für den Moment $t = 0$ gilt nach (24c) und (VIa) mit $\alpha = 0$, d. h. $R_0 = 0$

$$E\left(\frac{x}{l} - 1\right) = a_1\psi_1 + a_2\psi_2 + \cdots + a_\nu\psi_\nu + \cdots \quad (28)$$

oder, wenn wir zunächst für die linke Seite irgendeine Ortsfunktion $\Phi(x)$ schreiben

$$\Phi(x) = a_1\psi_1 + a_2\psi_2 + \cdots + a_\nu\psi_\nu + \cdots$$

Daraus, analog dem früheren

$$\int_0^l \Phi(x)\psi_\nu dx = a_1 \int_0^l \psi_1 \psi_\nu dx + \cdots + a_\nu \int_0^l \psi_\nu^2 dx + \cdots$$

oder, mit Rücksicht auf (27c),

$$\int_0^l \Phi(x)\psi_\nu dx = \frac{L_0}{r^2 C} \psi_\nu'(l) \sum_{\mu \neq \nu} a_\mu \psi_\mu'(l) + a_\nu \int_0^l \psi_\nu^2 dx$$

$$\int_0^l \Phi(x)\psi_\nu dx = \frac{L_0}{r^2 C} \psi_\nu'(l) \sum_{\text{alle } \mu} a_\mu \psi_\mu'(l) - \frac{L_0}{r^2 C} a_\nu \psi_\nu'^2(l) + a_\nu \int_0^l \psi_\nu^2 dx.$$

Nun ist

$$\sum_{\text{alle } \mu} a_\mu \psi_\mu'(l) = \Phi'(l) = -r\, i_{\substack{t=0\\x=l}}.$$

Folglich

$$a_\nu = \frac{\int_0^l \Phi(x)\psi_\nu dx + \frac{L_0}{rC} \psi_\nu'(l) i_{\substack{t=0\\x=l}}}{\int_0^l \psi_\nu^2 dx - \frac{L_0}{r^2 C} \psi_\nu'^2(l)}. \qquad (29a)$$

In diese allgemeine Formel setzen wir nun für $\Phi(x)$ den speziellen Wert $E\left(\frac{x}{l} - 1\right)$ und für ψ und ψ' die Ausdrücke (26c) und (26d) ein. Es ist

$$\int_0^l \Phi(x)\psi\, dx = E \frac{l}{\beta}\left(\frac{\sin\beta}{\beta} - 1\right)$$

$$i_{\substack{t=0\\x=l}} = -\frac{E}{r l}$$

$$\int_0^l \psi^2\, dx = \frac{l}{2}\left(1 - \frac{\sin\beta\cos\beta}{\beta}\right).$$

Setzt man dies in (29a) ein, so vereinfacht sich der erhaltene Ausdruck mit Rücksicht auf die Beziehung (27d) zu

$$a = -2E \frac{1}{\beta - 3\cos\beta\sin\beta}.$$

Man erhält hiermit

$$v = -2E \sum_\beta \frac{e^{-\beta^2 \tau} \sin\beta y}{\beta - 3\cos\beta\sin\beta} \qquad (29b)$$

$$i = \frac{2E}{rl} \sum_\beta \frac{\beta e^{-\beta^2 \tau} \cos\beta y}{\beta - 3\cos\beta\sin\beta}. \qquad (29c)$$

Man kann leicht zeigen, daß die v-Reihe für alle y ($y = 0$ bis 1) und $\tau > 0$ unbedingt, für $\tau = 0$ wenigstens bedingt konvergent ist; die i-Reihe konvergiert für alle τ und $y > 0$ unbedingt; sie divergiert aber für $\tau = 0$ und $y = 0$. Am Kabelanfang wird im allerersten Moment der Strom unendlich; dieses Ergebnis ist durch die Vernachlässigung des Batteriewiderstandes und der Selbstinduktivität des Kabels hervorgerufen, und es sind dazu die nämlichen Bemerkungen zu machen wie unter 3.

Bei Aufstellung der Reihen (29b) und (29c) ist nicht vorausgesetzt, daß β reell sei. Das etwa auftretende Paar konjugiert komplexer Werte von β ist daher genau so wie jedes reelle β in diese Reihen einzusetzen. Die Trennung der entsprechenden komplexen Reihenglieder in einen reellen und imaginären Anteil spart man sich am besten bis zur numerischen Rechnung auf; das Imaginäre hebt sich zum Schluß heraus, denn auch die beiden Reihenglieder werden konjugiert komplex.

Ein Blick auf die Fig. 9 lehrt, daß für alle $\nu > 1$.

$$\beta_\nu = (2\nu - 3)\frac{\pi}{2} - \varepsilon_\nu$$

ist, wo ε_ν mit wachsender Ordnungszahl immer kleiner wird. Für hohe Ordnungszahl ist darum sehr angenähert

$$\sin\beta_\nu = (-1)^\nu$$

und hieraus wegen (27d)

$$\cos\beta_\nu = \frac{(-1)^\nu}{\gamma\beta^3}.$$

Dagegen wird mit $\gamma = 0$ (Kurzschluß am fernen Ende) die Parabel $\gamma\beta^3$ zur Abszissenachse; die beiden komplexen Wurzeln fallen heraus, und es bleiben für β die Werte

$$\beta = \pi,\ 2\pi,\ 3\pi,\ \ldots\ldots$$

Damit sind wir auf den von Thomson betrachteten Spezialfall zurückgekehrt.

7. Allgemeine Bemerkungen.

Den einfachen Beispielen, die wir in Nr. 3 bis 6 dieser Abhandlung betrachtet haben, lassen sich noch sehr viele in derselben Weise lösbare Probleme hinzufügen. Man kann z. B. den Fall untersuchen, daß an beiden Enden verschieden große Abschlußkondensatoren vorgeschaltet sind, man kann dazu auch noch den Ohmschen Widerstand berücksichtigen, u. dgl. m. Die von uns erledigten Fälle sind so ausgewählt worden, daß sie einerseits ein gewisses praktisches Interesse bieten, andererseits so einfach sind, daß der Gang der Rechnung deutlich bleibt und daß dabei doch alle in der Natur solcher Probleme liegenden Schwierigkeiten besprochen werden.

Wie wir gesehen haben, lassen sich die Vorgänge in dem aus dem Kabel und den Endapparaten bestehenden System durch Superposition einer unendlichen Reihe von Teilvorgängen darstellen, von denen jeder das Gesetz befolgt

$$a\, e^{-\lambda^2 T} \sin(\lambda x + \varepsilon).$$

λ ist im allgemeinen reell, so daß es sich um räumliche Sinuswellen handelt, die zeitlich exponentiell gedämpft absterben. Die Natur des Systems allein (d. h. die Art der Grenzbedingungen) bestimmt die Wellenlänge ($= 2\pi/\lambda$) und die räumliche Phase (ε) jedes Teil-

vorganges; dabei stehen die Wellenlängen im allgemeinen in einem irrationalen Verhältnis (unharmonische Oberwellen). Jeder beliebige, in einem bestimmten System überhaupt mögliche elektrische Vorgang muß sich durch Superposition dieser — also nach Wellenlänge und Phase bereits festgelegten — Teilwellen darstellen lassen. Das ist ein sehr merkwürdiges Gesetz. Die unendliche Mannigfaltigkeit der in einem gegebenen System möglichen Vorgänge kommt allein dadurch zustande, daß die Amplitude a jeder Teilwelle jeden beliebigen Wert annehmen kann. Dementsprechend muß zur Berechnung aller a der elektrische Zustand des Systems in einem gewissen Moment bekannt sein. Gewöhnlich kennt man den Anfangszustand ($t=0$), so daß also die a aus den Anfangsbedingungen zu berechnen sind. Versuchte man die a aus einem physikalisch unmöglichen (mit der Natur des Systems unverträglichen) Anfangszustand zu berechnen, so würde sich das dadurch rächen, daß die durch Superposition der Teilwellen entstehende Reihe nicht konvergiert. Mitunter ist es zur Vereinfachung zweckmäßig, einen Anfangszustand vorauszusetzen, der eben auf der Grenze zwischen der physikalischen Möglichkeit und Nichtmöglichkeit liegt (Beispiel: Thomsons Annahme eines verschwindenden Batteriewiderstandes hat zur Folge, daß bei ungeladenem Kabel im Augenblick des Einschaltens die Spannung am Geberende unstetig von Null auf E springt; dann ist $\frac{\partial v}{\partial x}=\infty$ und daher $i=\infty$); dann konvergiert die Reihe der Teilwellen nur im allerersten Moment nicht; man braucht sich aber nicht darum zu kümmern, da der Zustand des Systems in diesem Moment ohnehin bekannt ist.

Es hat sich gezeigt, daß in den Endformeln die Zeit nur in der Kombination

$$\tau = \frac{t}{(Cl)(rl)}$$

vorkommt. Schon Thomson sah sich hierdurch veranlaßt, an Stelle der Zeit 1 die Zeit $Cl \cdot rl$ als Zeiteinheit einzuführen oder, was auf dasselbe hinauskommt, das Produkt $Cl \cdot rl$ als Maß der durch das Kabel hervorgebrachten Verzögerung der Telegraphenzeichen zu betrachten. Bei dem einfachen Thomsonschen Problem lassen sich die für alle möglichen Kabel gültigen Kurven durch die genannte Reduktion des Zeitmaßstabes in eine einzige zusammenziehen. Berücksichtigt man die verschiedenen Grenzbedingungen, so läßt sich zwar noch dieselbe Reduktion durchführen; man erhält jedoch an Stelle einer einzigen Kurve eine ganze Schar von Kurven, da das System noch durch weitere Parameter gekennzeichnet ist, die wir je nach dem gerade vorliegenden Falle mit α, γ, δ bezeichnet haben.

Der Begriff einer Fortpflanzungsgeschwindigkeit kommt in den Formeln nicht vor. Das liegt an der Vernachlässigung der Selbstinduktivität; wir haben uns dadurch auf die Betrachtung so langsam verlaufender Vorgänge beschränkt, daß eine Modifikation dieses Verlaufs wegen der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Störungen nicht merklich ist. In den hier betrachteten Fällen ist das zulässig[1]).

8. Zahlenbeispiele.

Wir wollen die entwickelten Formeln noch auf einige konkrete Fälle anwenden. Es soll zunächst der Einfluß des endlichen Batteriewiderstands auf die Form des Zeichens untersucht werden, das durch ein einfaches Schließen der Gebetaste hervorgerufen wird. Bei vernachlässigtem Batteriewiderstand gelten für den am fernen Ende ($x=l$, $y=1$) ankommenden Strom die Thomsonschen Formeln:

$$\overline{i_e} = \mathfrak{J}(1 - 2q + 2q^4 - 2q^9 + \cdots) \quad (30a)$$

mit $\mathfrak{J} = \frac{E}{rl}$, $q = e^{-\pi^2 \tau}$.

Für kleine Werte von τ konvergiert die Reihe langsam und ist zweckmäßiger durch die Reihe

$$\overline{i_e} = 2\mathfrak{J}\sqrt{\frac{1}{\pi\tau}}\{u + u^9 + u^{25} + \cdots\} \quad (30b)$$

$$u = e^{-\frac{1}{4\tau}}$$

zu ersetzen (vergl. Nr. 3). Die hieraus zu berechnende Kurve

$$\overline{i_e}/\mathfrak{J} = f(\tau)$$

findet sich schon in den angeführten Schriften von Thomson und ist in Fig. 10 wiedergegeben ($\alpha=0$).

Will man den endlichen Batteriewiderstand berücksichtigen, so tritt an Stelle der Formel (30a) oder (30b) die folgende [3, Gl. (9i)]:

$$i_e = \mathfrak{J}\,2(\alpha+1)\sum_\beta \frac{1}{(1+\alpha+\alpha^2\beta^2)\cos\beta} e^{-\beta^2\tau}$$

oder [wegen (3a')]

$$i_e = \mathfrak{J}\,2(\alpha+1)\sum_\beta \frac{\cos\beta}{1+\alpha\cos^2\beta} e^{-\beta^2\tau}$$

und hiermit (Gl. IV, 1a)

$$\overline{i_e} = \mathfrak{J}\left\{1 + 2(\alpha+1)\sum_\beta \frac{\cos\beta}{1+\alpha\cos^2\beta} e^{-\beta^2\tau}\right\}. \quad (30c)$$

Die β sind die positiven Lösungen der Gleichung

$$\operatorname{tg}\beta = -\alpha\beta. \quad (30d)$$

1) Durch die Integration der Maxwellschen Gleichungen für ein konzentrisches Kabel findet man, bis zu welcher Frequenz der Ansatz (Ia), (Ib) brauchbar ist. Vgl. J. J. Thomson, Recent researches in Electricity and Magnetism, Oxford 1893, S. 262, und E. Cohn, Das elektromagn. Feld, Leipzig 1900, S. 481.

Damit der Einfluß des Batteriewiderstands deutlich hervortrete, wählen wir den extremen Fall $\alpha = 0{,}5$; d. h. der Batteriewiderstand ist die Hälfte des Kabelwiderstands. (In den wirklichen Fällen ist α kleiner als 0,01; dann verläuft $\overline{i_e}$ merklich so, als ob kein Batteriewiderstand vorhanden sei.) Die folgende Tabelle enthält die ersten acht Wurzeln der Gl. (30d) mit $\alpha = 0{,}5$ und die sich hieraus ergebenden Koeffizienten von (30c).

$\alpha = 0{,}5.$

ν	β Grad	β Radiant	$\cos\beta$	$\frac{\cos\beta}{1+\alpha\cos^2\beta}$	β^2
1	131° 10′	2,286	−0,6582	−0,5415	5,22
2	291° 30′	5,08	+0,3665	+0,3432	25,8
3	463° 54′	8,08	−0,2400	−0,2333	65,4
4	640° 9′	11,17	+0,1763	+0,1736	125
5	817° 57′	14,28	−0,1387	−0,1374	203
6	996° 33′	17,40	+0,1142	+0,1135	302,5
7	1175° 33′	20,54	−0,0968	−0,0963	421
8	1354° 50′	23,64	+0,0843	+0,0839	558

Hiermit erhält man folgende Werte von $e^{-\beta^2\tau}$:

ν	τ = 0,025	0,05	0,1	0,2	0,4	0,8
1	0,877	0,7705	0,594	0,353	0,1243	0,01545
2	0,525	0,2753	0,0758	0,00576	$3{,}32 \cdot 10^{-5}$	
3	0,195	0,03802	0,00145	$2{,}1 \cdot 10^{-6}$		
4	0,044	$1{,}94 \cdot 10^{-3}$	$3{,}76 \cdot 10^{-6}$			
5	0,0063	$3{,}935 \cdot 10^{-5}$				
6	$5{,}22 \cdot 10^{-4}$	$2{,}73 \cdot 10^{-7}$				
7	$2{,}7 \cdot 10^{-5}$	$7{,}316 \cdot 10^{-10}$				
8	$8{,}81 \cdot 10^{-7}$	$7{,}79 \cdot 10^{-13}$				

Setzt man diese Werte in (30c) ein, so erhält man

τ =	0,025	0,05	0,1	0,2	0,4	0,8
$\overline{i_e}/\mathfrak{J}$ =	<0,0001	0,0052	0,1114	0,4321	0,7981	0,9749

Mit Hilfe dieser Werte ist die Kurve $\alpha = 0{,}5$ in Fig. 10 gezeichnet. Man ersieht, daß der Batteriewiderstand die Tendenz hat, das ankommende Zeichen noch mehr zu verzögern und zu verbreitern.

Als weiteres Beispiel schließen wir den Fall an, daß ein Anschlußkondensator vorhanden ist. Der Batteriewiderstand soll hier — den wirklichen Verhältnissen nahekommend — vernachlässigt werden. Befindet sich der Kondensator am fernen Ende, so gilt Gl. (15c), wenn wir E/rl mit $\mathfrak{J}$ bezeichnen,

$$i = i_e = \mathfrak{J} \sum_\beta \frac{2\beta\cos\beta}{\beta + \frac{1}{2}\sin 2\beta} e^{-\beta^2\tau},$$

worin die β sich aus der Gleichung

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{1}{\delta\beta} \tag{30e}$$

berechnen. δ ist das Verhältnis der Abschlußkapazität zur gesamten Kabelkapazität. Befindet sich der Abschlußkondensator auf der Geberseite, so erhält man mit $\alpha = 0$ aus Gl. (23c) für den Endstrom genau dieselbe Formel. Zur Berechnung schreiben wir die Formel für $\overline{i_e}$ bequemer in der Form

$$i_e = 2\mathfrak{J} \sum_\beta \frac{\cos\beta}{1 + \frac{\sin 2\beta}{2\beta}} \cdot e^{-\beta^2\tau}. \tag{30f}$$

Die praktisch vorkommenden Werte von δ sind von der Größenordnung $\delta = 0{,}1$. Mit $\delta = 0{,}1$ sind die acht kleinsten Wurzeln der Gleichung (30e) bestimmt worden. Diese, nebst den sich daraus ergebenden Koeffizienten von (30f) finden sich in der folgenden Tabelle.

ν	β Grad	β Radiant	$\cos\beta$	$\sin 2\beta$	$\frac{\sin 2\beta}{2\beta}$	$\frac{\cos\beta}{1+\frac{\sin 2\beta}{2\beta}}$
1	81° 52′	1,429	+0,1415	0,2801	0,098	0,1288
2	246° 42′	4,307	−0,3955	0,7265	0,0844	0,365
3	414° 10′	7,225	+0,5854	0,9492	0,0656	0,550
4	584° 30′	10,19	−0,7132	0,9998	0,049	0,680
5	757° 8′	13,21	+0,797	0,9625	0,0364	0,769
6	931° 37′	16,25	−0,852	0,893	0,0276	0,828
7	1107° 23′	19,33	+0,888	0,817	0,021	0,870
8	1284° 2′	22,42	−0,913	0,744	0,0166	0,898

Die untenstehende Tabelle gibt $e^{-\beta^2\tau}$ für einige Werte von τ.

Die aus (30f) für die entsprechenden Zeiten τ hervorgehenden Werte von $\overline{i_e}/\mathfrak{J}$ sind

τ =	0,025	0,05	0,1	0,2	0,4	0,8	1,0
$i_e/\mathfrak{J}$ =	0,0006	0,0126	0,1020	0,1538	0,1140	0,0504	0,0336

Diesen Werten entspricht die in Fig. 10 mit $\alpha = 0$, $\delta = 0{,}1$ bezeichnete Kurve. Mit einem

ν	τ = 0,025	0,05	0,1	0,2	0,4	0,8	1,0
1	0,9503	0,9031	0,8156	0,667	0,4425	0,1959	0,1307
2	0,628	0,3958	0,1567	0,0245	0,0006		
3	0,271	0,0737	0,00544	$2{,}96 \cdot 10^{-5}$			
4	0,0746	0,00558	$3{,}13 \cdot 10^{-5}$				
5	0,01277	$1{,}63 \cdot 10^{-4}$					
6	0,00137	$1{,}86 \cdot 10^{-6}$					
7	$8{,}82 \cdot 10^{-5}$	$7{,}8 \cdot 10^{-9}$					
8	$1{,}967 \cdot 10^{-6}$	$3{,}87 \cdot 10^{-12}$					

größeren δ rücken die Ordinaten dieser Kurve in die Höhe, während zugleich das Maximum erst zu einer späteren Zeit eintritt; mit $\delta = \infty$ geht sie in die Thomsonsche Kurve ($\alpha = 0$) über.

Das Maximum von $\bar{i}_e/\mathfrak{J}$ tritt im vorliegenden Fall, wie man durch Berechnung weiterer Punkte in der Nähe des Wertes $\tau = 0{,}2$ findet, ziemlich genau gerade für $\tau = 0{.}2$ ein. Reduziert man die Ordinaten der Kurve auf den Maximalwert von $\bar{i}_e$ als Einheit, so ergibt sich die Tabelle

$\tau =$	0,025	0,05	0,1	0,15	0,2	0,4	0,8	1,0
$\bar{i}_e/\bar{i}_{e\,max} =$	0,0039	0,0918	0,663	0 928	1	0,741	0,328	0,218

Auch diese Werte sind in Fig. 10 als Kurve aufgetragen. Man entnimmt der Fig. 10 nun das interessante und praktisch wichtige Ergebnis, daß der Endstrom bei Verwendung von Abschlußkondensatoren relativ viel schneller ansteigt, als bei unmittelbarem Anschluß des Kabels. Daher ermöglichen die Abschlußkondensatoren eine schärfere und darum schnellere Zeichengebung, was die Praxis auf rein empirischem Wege schon lange herausgefunden hat (Englisches Patent Nr. 3453 von Cromwell Varley vom Jahre 1862).

Hieran anschließend geben wir auch ein Beispiel für die doppelseitige Blockierung des Kabels durch Kondensatoren. Das Verhältnis der Kapazität eines solchen Kondensators zur Kabelkapazität sei

$$\delta = \frac{K}{Cl} = 0{,}1. \qquad (31\text{a})$$

Die „Eigenwerte“ β sind aus Gl. (a), § 4c

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{2\beta\delta}{\beta^2\delta^2 - 1} \qquad (31\text{b})$$

zu berechnen.

Der Stromverlauf am fernen Kabelende ist durch die Gleichung (b), § 4c, gegeben:

$$\bar{i}_e = \mathfrak{J}\sum_\beta \beta\delta\sin\beta\,\frac{1+\beta^2\delta^2}{1+2\delta+\beta^2\delta^2}\,e^{-\beta^2\tau}. \quad (31\text{c})$$

In der folgenden Tabelle sind die mit $\delta = 0{.}1$ berechneten ersten elf Wurzeln von Gl. (31b) nebst einigen andern für die numerische Rechnung nötigen Größen angegeben.

ν	β Grad	β Radiant	$\operatorname{tg}\beta$	$\sin\beta$	$\beta^2\delta^2$	$\beta\delta\sin\beta\,\frac{1+\beta^2\delta^2}{1+2\delta+\beta^2\delta^2}$
1	150° 34′	2,628	0,564	+0,491	0,069	+ 0,1086
2	304° 7′	5,305	1,476	- 0 828	0,282	— 0,380
3	462° 13′	8,06	4,620	+0,977	0,651	+ 0,702
4	625° 1′	10,909	11,48	- 0,996	1,190	— 0,996
5	791° 43′	13,81	3,028	+0,049	1 912	+ 1,225
6	961° 30′	16,77	1,842	—0,879	2,820	— 1,400
7	1133° 34′	19,78	1,355	+0,805	3,92	+ 1,528
8	1307° 16′	22.81	1,082	— 0,735	5,215	— 1.024
9	1482° 14′	25,86	0,9078	+0,672	6,70	+ 1,694
10	1658° 3′	28,92	0,7828	—0,616	8.39	— 1,745
11	1834° 40′	32,02	0,6916	+0,569	10,25	+ 1,790

Die nächste Tabelle gibt für einige Zeiten τ die Werte von $e^{-\beta^2\tau}$, die bei der hier angewendeten Genauigkeit in Frage kommen.

ν	$\tau =$ 0,0125	0.025	0,05	0,1	0,125	0,15	0 2	0.4	0,8
1	0 916	0,840	0.7066	0 500	0.4200	0,3533	0,250	0,0625	0,0039
2	0.703	0,495	0,2451	0,c60	0,0.97	0,0147	0,0036		
3	0,444	0,1974	0,039	0,0015	0,0003				
4	0,2255	0,051	0,0026						
5	0 0925	0.0086							
6	0,0298	0,0009							
7	0,00755								
8	0.00152								

Hiermit ergeben sich die folgenden Werte von $\bar{i}_e/\mathfrak{J}$.

$\tau =$	0,0125	0,025	0,05	0,1	0,125
$\bar{i}_e/\mathfrak{J} =$	0	0,0002	0,0086	0,0306	0,0348

$\tau =$	0,15	0,2	0,4	0,8
$\bar{i}_e/\mathfrak{J} =$	0,0328	0,0254	0,0068	0,0004

Das Maximum von $\bar{i}_e/\mathfrak{J}$ tritt etwa bei $\tau = 0{,}125$ ein. Reduziert man die Werte von $\bar{i}_e/\mathfrak{J}$ auf den Maximalwert als Einheit, so erhält man die Werte

$\tau =$	0,025	0,05	0,1	0,125	0,15	0,2	0.4	0,8
$\bar{i}_e/\bar{i}_{e\,max}$	0.006	0.247	0,879	1,000	0,942	0,730	0,195	0.012

Auch diese Werte sind in Fig. 10 aufgetragen; die Kurve ist mit $\alpha = 0$, $\delta = 0{,}1 + 0{.}1$ bezeichnet. Man sieht, daß bei doppelseitigem Abschluß der Strom am fernen Ende noch schneller ansteigt, und, was auch wichtig ist, schneller wieder abnimmt, als bei einseitigem Abschluß des Kabels durch einen Blockkondensator.

Über den Einfluß der Größe dieser Kondensatoren ist noch folgendes zu sagen. Je kleiner die Kapazität der Kondensatoren im Vergleich zur Kabelkapazität ist, um so rascher

erreicht der Endstrom sein Maximum, und um so schneller fällt er nachher wieder ab; trotzdem ist es aber nicht angängig, die Blockkapazität allzusehr zu verkleinern, da der absolute Wert des Maximalstroms bei fester Batteriespannung E sehr schnell mit δ abnimmt, während sich die Stromkurve einer festen Grenze nähert. (Für lim $\delta = 0$ gelten die in § 5 entwickelten Formeln.) Es ist daher vorteilhaft, die Spannung E so groß zu nehmen, als das nur betriebstechnisch möglich ist, und dann mit Rücksicht auf die Empfindlichkeit der Empfangsapparate den günstigsten Wert von δ herauszusuchen.

9. Die mitgeteilten Berechnungen stützen sich zwar auf physikalische Grundlagen, an denen gewiß niemand zweifeln wird; da die Rechnungen aber ziemlich lang sind, so schien eine Bestätigung der berechneten Kurven (Fig. 10) durch den Versuch erwünscht, um so mehr, als auch die praktische Kabeltelegraphie ein Interesse an dieser Verbreiterung ihrer theoretischen Grundlagen hat. Die Versuche wurden an „künstlichen" Kabeln angestellt, bei denen auf jedes Leitungselement von etwa 70 Ohm Widerstand ein nach Erde geschalteter Kondensator von etwa 2 Mikrofarad kommt; das Element stellt demnach etwa 10 km Guttaperchakabel dar. Der Endstrom i_e wurde durch die Schleife eines Siemensschen Oszillographen geleitet, die ihres geringen Widerstands wegen (in der Größenordnung von 1 Ohm) den Stromverlauf praktisch nicht beeinflußt. Als Stromquelle dienten Sammlerbatterien.

Zunächst wurden die bekannten Thomsonschen Kurven aufgenommen; die Schaltung ist die der Fig. 1; der Widerstand R_0 der Sammlerbatterie ist unmerklich klein gegenüber dem Kabelwiderstand. Von den erhaltenen Kurven, Fig. 11, ist die Kurve 1 mit 100 km Kabel und 20 Volt Batteriespannung, die Kurve 2 mit 200 km und 40 Volt, 3 mit 300 km und 60 Volt, 4 mit 400 km und 80 Volt. Alle vier Kurven sind nacheinander auf dasselbe Blatt photographisches Papier geschrieben; der Zeitmaßstab ist für alle derselbe, und bei allen entspricht der Stromschluß demselben Punkt O der Zeitachse[1]); dieser Punkt ist dadurch markiert worden, daß auch ein Zeichen über die Leitung gegeben wurde, nachdem alle Kondensatoren ausgeschaltet waren.

Man findet an den Kurven das Thomsonsche Gesetz bestätigt, daß alle Kurven zusammenfallen, wenn man als Zeiteinheit das Produkt $Cl \times rl$ einführt; denn der Strom erreicht bei den verschiedenen Kabeln denselben Bruchteil seines Endwerts in Zeiten, die sich wie die Quadrate der Kabellängen verhalten.

1) Die Kontaktgebung geschah durch eine auf der Achse der Papiertrommel befindliche Schaltwalze.

Auch die Kurven der Fig. 12 sind mit der Schaltung nach Fig. 1 aufgenommen; bei der Kurve 1 ist der Batteriewiderstand unmerklich klein, also $\alpha = 0$; bei Kurve 2 beträgt er die Hälfte des Kabelwiderstands, d. h. $\alpha = 0{,}5$. Die Kurven stimmen genau mit den in Fig. 10 dargestellten berechneten Kurven überein. Die Kabellänge war 200 km.

Dieselbe Kabellänge gilt für die Fig. 13; Kurve 1 ist wieder die Thomsonsche Kurve. dagegen ist 2 mit einem Blockkondensator aufgenommen, dessen Kapazität ein Zehntel der Kabelkapazität beträgt ($\delta = 0{,}1$). Kurve 2 repräsentiert zwei übereinander geschriebene Kurven, von denen die eine dem Fall entspricht, daß der Blockkondensator am Anfang des Kabels liegt (Fig. 5), die andere dem Fall, daß er sich am Kabelende befindet (Fig. 3). Die beiden Kurven fallen, wie es die Theorie verlangt, genau zusammen; daß es zwei Kurven sind, erkennt man überhaupt nur an der stärkeren Schwärzung des photographischen Papiers, der doppelten Exposition entsprechend. In Fig. 10 entspricht der Kurve 2 die mit $\alpha = 0$, $\delta = 0{,}1$ bezeichnete Kurve; nur ist der Zeitmaßstab im Vergleich zum Strommaßstab in Fig. 10 größer, so daß das Maximum der aufgenommenen Kurve etwas spitzer erscheinen muß, als das der berechneten Kurve. Bei den Kurven 3 der Fig. 13 war das Verhältnis der Blockkapazität zur Kabelkapazität $\delta = 0{,}5$; wiederum befand sich der Blockkondensator einmal am Kabelanfang, einmal am Kabelende.

Eine weitere Bestätigung der Rechnung liefern die Kurven der Fig. 14, die gleichfalls an 200 km Kabel aufgenommen worden sind. Die Kurven sind dieselben, wie die in Fig. 13 mit 1 und 2 bezeichneten Kurven; jedoch sind die Kurven hier auf den gleichen Maximalwert reduziert, wie das auch in Fig. 10 geschehen ist. Bei derselben Spannung beträgt das Maximum von 2 rechnerisch, wie wir gefunden haben, genau 0,1538, also rund $^1/_6$ des Endwerts von Kurve 1; folglich muß im Falle 2 etwa die sechsfache Spannung der Batterie aufgewendet werden, um auf den gleichen Maximalwert des Endstroms zu kommen, wie im Falle 1. In der Tat war bei Kurve 1 $E = 20$ Volt, bei Kurve 2 dagegen $E = 120$ Volt.

Aus der Fig. 15 ersieht man den Einfluß, den das Verhältnis δ der Blockkapazität zur Kabelkapazität bei einseitigem Abschluß durch einen Kondensator auf den Verlauf des Endstroms i_e hat. Sämtliche Kurven sind an einem 100 km langen Kabel mit derselben Batteriespannung aufgenommen. Die oberste Kurve 1 ist die Thomsonsche; sie entspricht dem Wert

$\delta = \infty$; für die folgenden Kurven ist der Reihe nach $\delta = 2$, 1, 0,5, 0,25, 0,1 und 0,05. Man erkennt, wie die Kurven mit abnehmendem δ relativ immer steiler verlaufen, während zugleich die absolute Größe des Endstroms abnimmt. Je kleiner δ, um so leichter wird man also bei gegebener Telegraphiergeschwindigkeit das Telegramm lesen können, um so empfindlichere Empfangsapparate muß man aber auch anwenden, um entsprechende Ausschläge zu erhalten.

Fig. 16 zeigt die Endströme $\bar{i_e}$ bei fehlendem (Kurve 1), bei einseitigem (Kurve 2) und doppelseitigem Abschluß (Kurve 3) durch Blockkondensatoren, deren Kapazität in allen Fällen je ein Zehntel der Kabelkapazität beträgt. Die Kurven sind durch passende Wahl der Batteriespannung angenähert auf gleichen Höchstwert des Endstroms reduziert, so daß sie unmittelbar mit den Kurven der Fig. 10 ($\alpha = 0$, $\alpha = 0$, $\delta = 0,1$ und $\alpha = 0$, $\delta = 0,1 + 0,1$) vergleichbar sind. Damit die Endströme in allen drei Fällen auf den gleichen Höchstwert ansteigen, sollen sich, wie wir rechnerisch fanden, die Batteriespannungen wie $1 : \frac{1}{0,1538} : \frac{1}{0,0348}$ oder angenähert wie 1 : 6 : 30 verhalten; sie haben in der Tat etwa in diesem Verhältnis gestanden.

Die Tatsache, daß es für den Endstrom ganz gleichgültig ist, ob bei einseitigem Abschluß der Blockkondensator am Geber- oder am Empfängerende liegt, kann leicht zu dem Fehlschluß verleiten, daß auch der doppelseitige Abschluß auf den einseitigen Abschluß reduzierbar sei, ähnlich wie etwa ein einzelner Kondensator elektrisch gleichwertig ist zwei doppelt so großen in Serie geschalteten Kondensatoren. Bei der Kabelschaltung liegen die Dinge aber nicht so einfach; das zeigt auch die Rechnung, die für den Endstrom bei einseitigem Abschluß eine ganz andere Zeitfunktion ergibt wie bei doppelseitigem Abschluß [vgl. die Formeln (30e) und (31b), sowie (30f) und (31c)]. In Fig. 17 finden sich drei Paare hierauf bezüglicher Kurven, die mit einer Batterie von 100 Volt an einem 200 km langen Kabel aufgenommen worden sind. Bei jedem Paar gilt die untere (stärkere) Kurve für den doppelseitigen Abschluß. Beim Paar 1 geschah der doppelseitige Abschluß mit je 4 Mikrofarad ($\delta = 0,1 + 0,1$), der einseitige mit 2 Mikrofarad ($\delta = 0,05$); beim Paar 2 waren es zweimal 20 Mikrofarad oder einmal 10 Mikrofarad, beim Paar 3 zweimal 40 Mikrofarad oder einmal 20 Mikrofarad. Der doppelseitige Abschluß hat, wie aus den Kurven hervorgeht, den Vorteil, daß der Strom rascher verschwindet, nachdem er sein Maximum erreicht hat; das Maximum ist jedoch kleiner als bei einseitigem Abschluß, besonders bei den kleinen Werten von δ, die heutzutage praktisch in Frage kommen.

10. Das Alphabet der Kabeltelegraphie setzt sich bekanntlich aus positiven und negativen Elementarzeichen ebenso zusammen, wie das Morsealphabet aus Punkten und Strichen. Das negative Elementarzeichen ist gleich einem positiven, in dem alle Stromrichtungen umgekehrt sind. Das Elementarzeichen selbst entsteht dadurch, daß an das Kabel zunächst durch Schließen der Batterietaste die Batteriespannung während einer Zeit Θ angelegt und dann die Batterie entfernt und danach das Kabel an Erde gelegt wird. Demgemäß kann man sich das Elementarzeichen aus den bisher ausschließlich behandelten einfachen Stromstößen so entstanden denken: In dem Moment des Anschlusses der Batterie entsteht ein einfacher Stromstoß, dessen Zeitgesetz

$$\bar{i_e} = F(t)$$

wir für eine Reihe von Schaltungen vorhin bestimmt haben. Dieser verläuft ungestört bis zum Moment $t = \Theta$, wo das Kabel von der Batterie getrennt und an Erde gelegt wird. Statt dieses Eingriffs kann man sich im Augenblick Θ auch eine zweite Batterie von entgegengesetzt gleicher Spannung zur ersten hinzugeschaltet denken. Dann wird sich von $t = \Theta$ ab dem ersten Stromstoß ein zweiter von entgegengesetzter Richtung überlagern, der gegenüber dem ersten um die Zeit Θ verspätet ist. Der wirkliche Endstrom ist dann in der zweiten Periode

$$\bar{i_e} = F(t) - F(t - \Theta)$$

und kann graphisch sehr einfach aus der Kurve $F(t)$ gefunden werden. Die Zeit Θ nimmt man heute recht klein, etwa 0,012 bis 0,015 $(Cl)(rl)$[1]; für diesen Fall läßt sich die Differenz mit ziemlicher Genauigkeit durch den Differentialquotienten ausdrücken, und man hat

$$\bar{i_e} = \Theta F'(t). \qquad (32)$$

Man besitzt in dieser Formel einen, wenn zwar angenäherten, aber sehr einfachen analytischen Ausdruck für das Elementarzeichen. Der Bau unserer Funktionen $F(t)$ bringt es mit sich, daß die Kurve $F'(t)$ ihres Differentialquotienten relativ steiler verläuft, wie die ursprüngliche Kurve $F(t)$. Ihr analytisches Gesetz ist von der Form

$$F(t) = \sum_\beta f(\beta)\, e^{-\beta^2 \tau}.$$

Daher

$$F'(t) = -\sum_\beta \frac{\beta^2}{(Cl)(rl)} f(\beta)\, e^{-\beta^2 \tau}. \qquad (33)$$

Die Koeffizienten $f(\beta)$ erscheinen wegen des Faktors β^2 in $F'(t)$ um so mehr verstärkt, je höher die Ordnungszahl des betreffenden Gliedes

1) Tabellen über die Telegraphiergeschwindigkeit hat A. Dearlove gegeben: „Tables to find the working speed of cables" bei E. u. F. N. Spon. Neuere Angaben finden sich bei H. Larose, La Lumière électrique 7, 215, 1909.

ist; da gerade die Exponentialfunktionen hoher Ordnung die Steilheit der Kurve bedingen, so muß also $F'(t)$ relativ steiler verlaufen wie $F(t)$. Ganz entsprechend ist $F''(t)$ wieder steiler als $F'(t)$, und so fort.

Diese Einsicht setzt uns in die Lage, die Wirkung einer zum Empfänger parallelgeschalteten Spule (Fig. 7) in sehr einfacher Weise übersehen zu können, wenigstens solange die Spule eine geringe Induktivität hat, wofür wir in No. 6 die Bedingung gefunden haben, daß

$$\gamma = \frac{L_0}{(Cl)(rl)^2}$$

klein gegen 1 sei (diese Bedingung ist bei längeren Seekabeln mit allen überhaupt praktisch denkbaren Spulen erfüllt.) In diesem Falle verläuft der durch die Spule gehende Strom i_e fast ebenso, als wenn das Kabel an Erde läge; der durch den Empfänger gehende Strom ist dagegen

$$-\frac{1}{w} L_0 \frac{di_e}{dt} = -\frac{L_0}{w} F'(t),$$

da der Empfänger einem einfachen Ohmschen Widerstand w merklich gleichwertig ist. Wir sehen hieraus, daß schon der durch die Wirkung der Spule im Empfänger erzeugte einfache Stromstoß denselben Verlauf hat, wie ein ohne Spule aus einem positiven Stromstoß und nachfolgendem Kurzschluß gebildetes Elementarzeichen. Das bei Verwendung der Spule in derselben Weise gebildete Elementarzeichen wird dann dem Gesetz folgen

$$-\frac{L_0}{w}[F'(t) - F'(t-\Theta)],$$

und das ist angenähert

$$-\frac{L_0}{w}\Theta F''(t).$$

Das Zeichen muß demnach in diesem Falle wesentlich steiler verlaufen, wie bei unmittelbarer Einschaltung des Empfängers unter sonst ganz gleichen Umständen.

Man könnte in analoger Weise weitergehen und durch passende Schaltungen Elementarzeichen geben, die proportional $F^{(3)}(t)$, $F^{(4)}(t)$ usw. sind. Da jedoch dabei auch die Amplitude der Zeichen stark abnimmt, so bleiben diese Anordnungen praktisch wertlos, so lange nicht die Empfindlichkeit des Empfängers erheblich gesteigert wird.

An dieser Stelle schließen wir noch eine Bemerkung an, die besonders deutlich hervortreten läßt, was man beim doppelseitigen Abschluß durch Kondensatoren erreicht. Wir beschränken uns auf den Fall, daß die Abschlußkapazität klein ist im Vergleich zur Kabelkapazität. Für ihn gilt Gl. (23g)

$$\bar{i}_e = 2\pi^2\delta^2 \mathfrak{J}(q - 4q^4 + 9q^9 - 16q^{16} + \cdots \quad (23g)$$

mit

$$q = e^{-\pi^2\tau}.$$

Dagegen ist der Endstrom, wenn keine Abschlußkondensatoren verwendet werden (30a)

$$\bar{i}_e = \mathfrak{J}\cdot(1 - 2q + 2q^4 - 2q^9 + \cdots).$$

Demnach folgt das Elementarzeichen, das durch Stromgebung während der Zeit Θ erzeugt wird, nach (32) dem Zeitgesetz

$$\bar{i}_e = \Theta\frac{2\pi^2}{(Cl)(rl)}\mathfrak{J}(q - 4q^4 + 9q^9 - 16q^{16} + \cdots).$$

Man ersieht hieraus, daß das Elementarzeichen (von kurzer Dauer) bei einem Kabel ohne Blockkondensatoren dieselbe Form hat, wie ein einfacher Stromstoß bei Verwendung solcher Kondensatoren[1]). Das durch Superposition solcher Stromstöße entstehende Elementarzeichen des blockierten Kabels muß daher nach den früheren Überlegungen steiler ausfallen, wie das Elementarzeichen des nicht blockierten Kabels.

Wir wollen die Überlegungen, die zur Aufstellung einer Formel (32) für ein Elementarzeichen (einem Punkt oder Strich entsprechend) geführt haben, wieder durch ein Beispiel veranschaulichen. Wir legen ein Kabel mit doppelseitigem Abschlusse durch Blockkondensatoren zugrunde und wählen dieselben Verhältnisse, wie früher in Nr. 8 ($\delta = 0{,}1 + 0{,}1$). Die Zeit Θ des Stromschlusses sei $0{,}015\ (Cl) \times (rl)$. Nach Gl. (31h) fließt dann am Kabelende der Strom

$$\bar{i}_e = -\mathfrak{J}\cdot 0{,}015\,\Sigma\beta^3\delta\sin\beta\,\frac{1+\beta^2\delta^2}{1+2\delta+\beta^2\delta^2}e^{-\beta^2\tau}$$
$$= 0{,}015\,\mathfrak{J}\,\Sigma a e^{-\beta^2\tau}.$$

Die Werte von β sind der früher angegebenen Tabelle zu entnehmen; für die Koeffizienten a erhält man nach der letzten Formel die Werte

$\nu =$	1	2	3	4	5
$a =$	−0,750	+10,64	−45,70	+118,5	−234,5

$\nu =$	6	7	8	9
$a =$	+395	−599	+847	−1135

Für $\bar{i}_e/\mathfrak{J}$ ergeben sich dann die folgenden Werte

$\tau =$	0,025	0,05	0,0625	0,1
$100\,\frac{\bar{i}_e}{\mathfrak{J}} =$	0	0,883	0,948	0,293

$\tau =$	0,125	0,15	0,2	0,4	0,8
$100\,\frac{\bar{i}_e}{\mathfrak{J}} =$	−0,019	−0,163	−0,224	−0,0704	−0,0044

Sie sind in der Kurve (Fig. 18) dargestellt, in der auch die Ordinate $t = \Theta = 0{,}015\ (Cl) \times (rl)$ besonders eingetragen ist. In der praktischen Telegraphie nimmt man auch die Zeit, in der zwei Elementarzeichen aufeinander folgen, etwa gleich Θ; die einzelnen Zeichen überlagern sich darum sehr stark, so daß zum Lesen der vom Heberschreiber aufgezeichneten Telegramme eine besondere Übung erforderlich ist. Die Frage, ob ein Zeichen von einer bestimmten

1) Bei einseitigem Abschluß besteht eine so einfache Beziehung nicht.

Form günstiger ist, als ein anderes, kann darum letzten Endes nur von der Erfahrung beantwortet werden.

Wir schließen die Betrachtungen mit der Wiedergabe dreier Telegrammstreifen (Fig. 19), die auf der Strecke Emden—Horta (Azoren) des ersten deutsch-amerikanischen Kabels aufgenommen worden sind. Das Kabel ist 3529 km lang, dazu kommen 64,5 km Erdrückleitung. Der Widerstand rl ist 5764 Ω, die Kapazität $Cl = 740$ Mikrofarad. Das Kabel ist an beiden Enden durch 80 Mikrofarad blockiert. Sämtliche Streifen stellen eine regelmäßige Folge desselben Buchstabens f dar; f besteht bekanntlich aus zwei positiven, einem negativen und dann wieder einem positiven Elementarzeichen (• • ▬ •). Die Telegraphiergeschwindigkeit beträgt bei den Streifen a, b, c beziehungsweise 400, 500, 600 Elementarzeichen in der Minute. Da $Cl \times rl = 4{,}27$ sec ist, so ist demnach der Abstand zwischen zwei Elementarzeichen, wenn man die Zeit $Cl \times rl$ als Einheit wählt,

$$0{,}0351, \quad 0{,}0281, \quad 0{,}0234.$$

Drei Viertel dieser Zeit kommen auf die Stromgebung, ein Viertel auf die nachfolgende Erdung des Kabels. Wir haben unter diesen Annahmen die f-Kurven durch Superposition des berechneten Elementarzeichens konstruiert und geben diese in Fig. 20 wieder.

Auf den Streifen (Fig. 19) erscheinen keine zusammenhängenden Linien, sondern Punktreihen, da das Schreibröhrchen bekanntlich über dem Papierstreifen schwebt, ohne ihn zu berühren; die Schreibflüssigkeit tritt in Form feiner Tröpfchen aus, von denen jedes einem Punkt entspricht. Die Fig. 19 ist nach einer vergrößerten photographischen Reproduktion der Originale hergestellt.

(Eingegangen 16. September 1909.)

Beiträge zur Kenntnis der gekoppelten elektrischen Systeme [1]).

I. Teil: Das Sendesystem.

Von Johannes Kaiser.

Bezeichnungen.

β = Maximalamplitude des Stromeffekts.
Δ = log. Dekrement der Dämpfung.
n = Wechselzahl } der Schwingung.
λ = Wellenlänge } der Schwingung.
L_{12} = Selbstinduktion des Primärkreises.
L_{22} = „ „ Antennenkreises.
L_{11} = Koeffizient der gegenseitigen Induktion des Primär- und Sekundärkreises.
Δ_{I} = log. Dekrement des ungekoppelten Primärkreises.
Δ_{II} = log. Dekrement des ungekoppelten Sekundärkreises.
γ = Kondensatorstellung des Drehkondensators im Meßkreise.

Die Indizes 1 und 2 beziehen sich auf die beiden durch Koppelung entstehenden Wellen.

Die vorliegende Arbeit stellt sich die Aufgabe, den Einfluß festzustellen, den die Größe der Koppelung zwischen Primär- und Sekundärsystem bei einem Braunschen Sender [1]) auf Amplitude und Dämpfung der durch die Koppelung entstehenden Wellen hat. Bisher ist eine experimentelle Arbeit über die Koppelung eines geschlossenen und eines offenen Kreises nicht veröffentlicht; jedoch liegt über die Koppelung zweier geschlossener Kondensatorkreise eine experimentelle Arbeit vor von C. Fischer [2]). In theoretischer Hinsicht sind die gekoppelten elektrischen Systeme bereits mehrfach untersucht, so besonders von M. Wien [3]) und Drude [4]).

Zum Aufladen der Kapazitäten des Flaschenkreises wurde ein Resonanzinduktor benutzt, der mit dem Strom einer Wechselstrommaschine gespeist wurde. Die Erregung wie die Tourenzahl derselben konnten mit Hilfe mehrerer variabler Widerstände (Ruhstrat) sehr genau reguliert werden. Die Stromstärke, Spannung und Energie, die der Transformator aufnahm, konnten mit empfindlichen Präzisionsinstrumenten gemessen werden. Die Funkenstrecke des geschlossenen Kreises war bei sämtlichen Versuchen eine Doppelstrecke; die ringförmigen Elektroden, die einen inneren Durchmesser von 40 mm, einen äußeren von 50 mm hatten, bestanden aus Messing. Der Luftleiter bestand bei allen Versuchen aus einer Vertikalharfe mit Gegenharfe. Beide Harfen waren gleich groß und wurden gebildet aus zehn parallelen Drähten (Phosphorbronzelitze 2 mm Durchm.) mit einem gegenseitigen Abstand von je 1 m und einer Länge von 20 m. Als Verlängerung des Luftleiters diente eine auf Holzsternen montierte Spule, deren Selbstinduktion man bequem von 0 cm bis 10^6 cm variieren konnte.

Damit man die Schwingungsvorgänge im Antennen- wie Flaschenkreise exakt und einwandfrei messend verfolgen konnte, mußte das Schwingungssystem mit einem empfindlichen Meßsystem verbunden werden. Diejenige Meßmethode, die als die zuverlässigste bezeichnet werden kann und deshalb auch hier benutzt wurde, ist die Resonanzmethode von Bjerknes. Diese besteht bekanntlich darin, daß man an den zu untersuchenden Schwingungskreis in

1) Mitteilungen der Physikalischen Versuchsstation Halle-Cröllwitz, Nr. 16 u. 17. Auszüge aus Halleschen Dissertationen.

1) Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie.
2) Ann. d. Phys. **22**, 265, 1907.
3) Wied. Ann. **61**, 151, 1897; Ann. d. Phys. **8**, 686, 1902.
4) Ann. d. Phys. **13**, 512, 1904.

sehr loser Koppelung einen Kondensatorkreis ankoppelt, dessen Eigendämpfung eine sehr geringe ist und dessen Kondensatorkapazität meßbar variiert werden kann. Mit Hilfe dieses Kreises wird eine Resonanzkurve aufgenommen, aus welcher die Maximalamplitude des Stromeffektes wie die Dämpfung der zu untersuchenden Schwingung zu bestimmen sind. In bezug auf die spezielle Anordnung der Schwingungs- und Meßkreise muß ich auf die ausführliche Beschreibung derselben in der Dissertation verweisen.

Es wurden nun zunächst Untersuchungen angestellt über die Genauigkeit der Messungen. Wenn man an verschiedenen Tagen oder zu verschiedenen Tageszeiten ein und dieselbe Schwingung aufnahm, so zeigte es sich, daß die Werte der Maximalamplitude größeren Schwankungen unterworfen sind, während die Dämpfung keine analogen Schwankungen zeigt. Es trat ein regelmäßiger Abfall der Amplitude stets dann auf, wenn der Funke eine längere Zeit überging. Parallel diesem Abnehmen der Amplitude ging eine Abnahme der Energie, die der Induktor aufnahm. Eine Erklärung dieser Erscheinung ließ sich auf Grund der bisherigen Versuche noch nicht geben.

Aus allen Beobachtungen über die Konstanz der Wirkung ergab sich, daß ein längerer Dauerbetrieb nach Möglichkeit zu vermeiden ist. Es zeigte sich, daß eine größere Konstanz dann erzielt wird, wenn man den Funken nur etwa 30 Minuten übergehen läßt, dann in die Funkenstrecke neue (kalte) Elektroden einsetzt, die mittels feinem Schmirgelpapier metallisch glänzend gemacht wurden. Hiervon wurde bei allen Versuchen so viel als möglich Gebrauch gemacht.

Die größeren Abweichungen der Amplitudenwerte an verschiedenen Tagen sind wohl auf atmosphärische Einflüsse zurückzuführen [1]).

Es folgen jetzt einige **Versuchsreihen über die Konstanz der Wirkung bei galvanisch gekoppeltem Sender.** Die Zeitangaben beziehen sich auf die Zeit, zu der die entsprechenden Resonanzkurven aufgenommen wurden. Eine Klammer hinter den Zeitangaben bedeutet, daß alle zugehörigen Kurven mit denselben Elektroden (ohne Behandlung mit Schmirgel) aufgenommen wurden. In Tabelle I blieben Welle und alle Versuchsbedingungen konstant.

Aus diesen Zusammenstellungen ergeben sich große Amplitudenunterschiede β. Aus den Werten Δ für die Dämpfung der Tabelle I ergibt sich, daß in den Dämpfungswerten der unter gleichen Bedingungen hervorgerufenen Schwingung Schwankungen bis zu 15 Proz. vorkommen; jedoch ist der wahrscheinliche Fehler bedeutend geringer, wie man sehr leicht ein-

1) K. E. F. Schmidt, diese Zeitschr. **8**, 621, 1907.

Tabelle I.

Datum	Antennenkreis			Primärkreis		
	Zeit	β	Δ	Zeit	β	Δ
9. Jan. 1909	$9^{30}-10$	155,5	0,057	$10^{5}-10^{20}$	83	0,053
	$10^{20}-10^{35}$	146	59	$10^{35}-10^{50}$	78	51
	$10^{55}-11^{15}$	151	62	$11^{15}-11^{30}$	80	52
	$11^{30}-11^{45}$	146	59	$11^{45}-12$	74	56
	$1^{50}-2^{15}$	152	57	1^{15} 1^{50}	82,6	58
	$2^{30}-2^{40}$	137	59	$2^{15}-2^{25}$	77	53
	$3^{5}-3^{25}$	152	53	$2^{45}-3^{5}$	79,5	53
	$3^{45}-4^{5}$	146	55	$3^{25}-3^{45}$	80	55
		Mittel:	0,058		Mittel:	0,054
11. Jan 1909	$10^{35}-11$	170	0,053	$11-11^{25}$	83	0,059
	11^{35} 11^{50}	158	60	$11^{50}-12$	80	59
	$1^{35}-1^{50}$	154	57	$1^{55}-2^{5}$	78	57
	$2^{15}-2^{40}$	140	57	$2^{45}-3^{5}$	73	56
	$3^{20}-3^{30}$	141	55	$3^{30}-4$	75	55
		Mittel:	0,056		Mittel:	0,057

sieht, wenn man die Häufigkeit des Eintretens kleinerer Abweichungen vom Mittelwerte mit der größerer Abweichungen vergleicht. Es ist noch zu bemerken, daß die Dämpfungen aus den Sekanten zwischen den Ordinaten 80 und 55 der reduzierten Resonanzkurve berechnet wurden [1]); die zu den einzelnen Sekanten zugehörigen Dekremente wichen durchschnittlich um 3 bis 4 Proz. voneinander ab.

Als Endergebnis der Untersuchungen über die Genauigkeit der Messungen ergeben sich für die praktische Durchführung von Versuchen folgende Regeln: Wenn es bei den Messungen nur auf die Werte der Dämpfung ankommt, so kann man den Funken längere Zeit übergehen lassen, ohne dabei Änderungen in den Dämpfungswerten befürchten zu müssen. Will man dagegen die Amplituden verschiedener Wellen miteinander vergleichen, so empfiehlt es sich, nur die Maxima der Resonanzkurven schnell hintereinander aufzunehmen, um auf diese Weise die Amplitudenschwankungen so viel als möglich zu vermeiden.

Untersuchungen über den Einfluß der Größe der galvanischen Koppelung auf Amplitude und Dämpfung der durch die Koppelung entstehenden Wellen.

α) Ergebnisse der Theorie.

a) Für den Fall, daß die gekoppelten Oszillatoren vor der Koppelung dieselbe Wechselzahl hatten, folgt aus der Theorie: Sobald die Koppelung nicht ganz lose ist, treten sowohl im Primär- als im Sekundärsystem zwei Schwingungen mit verschiedenen Wechselzahlen auf. Die durch Koppelung entstandenen Wechselzahlen n_1 und n_2 stehen zur ursprünglichen Wechselzahl n in der Beziehung:

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. **55**, 121, 1895.

$$\frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_2^2} = \frac{2}{n^2}. \qquad (1)$$

Bezeichnet man mit k_1 einen beliebigen Proportionalitätsfaktor, so läßt sich diese Gleichung stets auf die Form bringen:

$$\frac{n_1}{n} = \frac{1}{\sqrt{1-k_1}}, \quad \frac{n_2}{n} = \frac{1}{\sqrt{1+k_1}}.$$

Für den Faktor k_1 ergibt die Theorie den Wert:

$$k_1 = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\Delta_I - \Delta_{II}}{2\pi}\right)^2},$$

worin

$$k = \sqrt{\frac{L_{12}^2}{L_{11} L_{22}}}$$

den Koppelungskoeffizienten bedeutet. In allen praktisch wichtigen Fällen ist k_1 von k nur sehr wenig verschieden. Ich definiere nun mit Fischer den Wert von k_1 als „Koppelungsgrad" und erhalte hierfür die Beziehung:

$$\frac{n}{n_2} = \sqrt{\frac{1+k_1}{1-k_1}}. \qquad (2)$$

Der so definierte Koeffizient ist dann jederzeit experimentell leicht bestimmbar.

b) Bezüglich der Dämpfung zeigt die Theorie für den Fall isochroner Oszillatoren, daß die Dekremente Δ_1 und Δ_2 der beiden bei Koppelung entstehenden Schwingungen mit den Dekrementen Δ_I und Δ_{II} der beiden Oszillatoren vor der Koppelung zusammenhängen durch die Beziehung:

$$\Delta_1 = \frac{\Delta_I + \Delta_{II}}{2} \cdot \frac{n_1}{n}$$

$$\Delta_2 = \frac{\Delta_I + \Delta_{II}}{2} \cdot \frac{n_2}{n}.$$

Hieraus folgt, daß das Dekrement der kürzeren Schwingung stets größer ist als das der längeren. Ferner ergibt sich aus diesen Gleichungen, daß das Dekrement der schnelleren Schwingung mit wachsender Koppelung zunehmen, das der längeren dagegen abnehmen muß.

c) Für die Maximalamplitude des Stromeffektes im Sekundärsystem ergibt die Theorie ein Maximum derselben für einen günstigsten Koppelungsgrad $k_1 = 0{,}6$.

β) Experimentelle Ergebnisse.

Bei allen im folgenden beschriebenen Untersuchungen über den Einfluß der Größe des Koppelungsgrades k_1 auf Amplitude und Dämpfung der entstehenden beiden Wellen, bei denen nur die galvanische Koppelung benutzt wurde, waren folgende allgemeine Gesichtspunkte maßgebend: Der Antennenkreis war absolut symmetrisch angeordnet, die Harfen und die Zuleitungen zu denselben waren gleich groß, so daß die Erregung des Senders stets in dem Strombauch geschah. Der Antennenkreis wurde bei einer einzelnen Versuchsreihe völlig unverändert gelassen, so daß der Primärkreis jedesmal auf die Eigenschwingung der Antenne abgestimmt werden mußte. Um den Koppelungsgrad k_1 zu ändern, wurde L_{12} variiert, während L_{11} und L_{22} konstant blieben. Auf diese Weise ließen sich Koppelungen von $k_1 = 0{,}06$ bis $k_1 = 0{,}74$ herstellen. Die Größe dieser Koppelungen wurde bestimmt aus Gleichung (2). Sonst blieben die sämtlichen Verhältnisse einer einzelnen Versuchsreihe ungeändert, so vor allen Dingen die Länge der Funkenstrecke wie auch die Erregung der Wechselstrommaschine. Es wurden nun zunächst genaue Resonanzkurven aufgenommen, aus denen sich die Dämpfung bestimmen ließ. Erst dann wurden nur die Köpfe dieser Kurven schnell nacheinander untersucht, um auf diese Weise möglichst einwandfreie Amplitudenkurven zu erhalten.

Gleichzeitig wurden zur Feststellung der Strahlungsintensität Versuche in einer 8 km entfernten Empfangsstation angestellt. Die nähere Einrichtung dieser Station war völlig analog der Anordnung der Sendestation[1]). Es wurden dort gleichfalls Resonanzkurven in einem doppelt induktiv gekoppelten System aufgenommen, aus denen sich Maximalamplitude und Dämpfung bestimmen ließen.

Versuchsreihe 1.

Bei den hier aufzuführenden Versuchen bestand der Luftleiter aus den beiden Harfen, die an eine Spule vom Selbstinduktionskoeffizienten 295000 cm gelegt waren. Die Eigenschwingung der Antenne war $\lambda = 736$ m. Im Primärkreise war eine Kapazität $C = 5000$ cm eingeschaltet; die Funkenlänge betrug 2×5 mm. Die Eigendämpfung der Antenne war $\Delta_{II} = 0{,}020$, die des Primärkreises 0,096.

Wie aus Tabelle II hervorgeht, erfüllen die Werte für die Wellenlängen die Gleichung:

$$\frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_2^2} = \frac{2}{n^2},$$

wie es die Theorie verlangt. In bezug auf die Dämpfung ergibt sich aus Tabelle II unter Berücksichtigung der oben angegebenen Untersuchungen über die Genauigkeit der Messungen, daß die Dekremente als konstant, also von der Koppelung unabhängig zu betrachten sind. Dieses Resultat ist sehr bemerkenswert, da es im völligen Gegensatz zur Theorie steht. Ferner folgt aus Tabelle II, daß die Dekremente der Wellen im Antennen- und Primärkreise als gleich zu betrachten sind, denn die Differenzen der einzelnen Werte liegen innerhalb der Grenzen

1) G. Heinecke, Dissertation, Halle a. S. 1909.



Tabelle II. (2 × 5 mm Funken.)

			Sendestation								Empfangsstation	
			Antenne ($L = 295000$ cm)				Primärkreis ($C = 5000$ cm)				Gekoppelter Empfänger	
k_1	λ_1	λ_2	β_1	Δ_1	β_2	Δ_2	β_1	Δ_1	β_2	Δ_2	β_1	β_2
	m	m										
0,10	700	775	117	0,065	84	0,078	86,5	0,064	73	0,072		
0,208	655	810	125	0,060	72	0,072	97	0,055	68	0,073		
0,318	608	845	135,5	0,062	66,5	0,077	112	0,058	62	0,073		
0,424	560	878	146	0,060	62,5	0,076	124	0,059	57	0,066		
0,528	505	910	171	0,064	60	0,073	146	0,059	55	0,072		
			Mittel:	0,062		0,075		0,060		0,071		
0,10	700	775	113	0,065	81	0,077	88	0,065	75	0,071	76	36,2
0,208	655	810	121	0,059	72	0,078	97	0,068	67	0,070	99	34,8
0,318	608	845	130	0,060	65	0,071	107	0,061	60	0,076	113	33,8
0,424	560	878	144	0,065	61,5	0,076	121	0,055	54	0,076	120	29,4
0,528	505	910	166	0,063	58	0,074	134	0,060	50	0,077	147	26,8
			Mittel:	0,062		0,075		0,062		0,074		

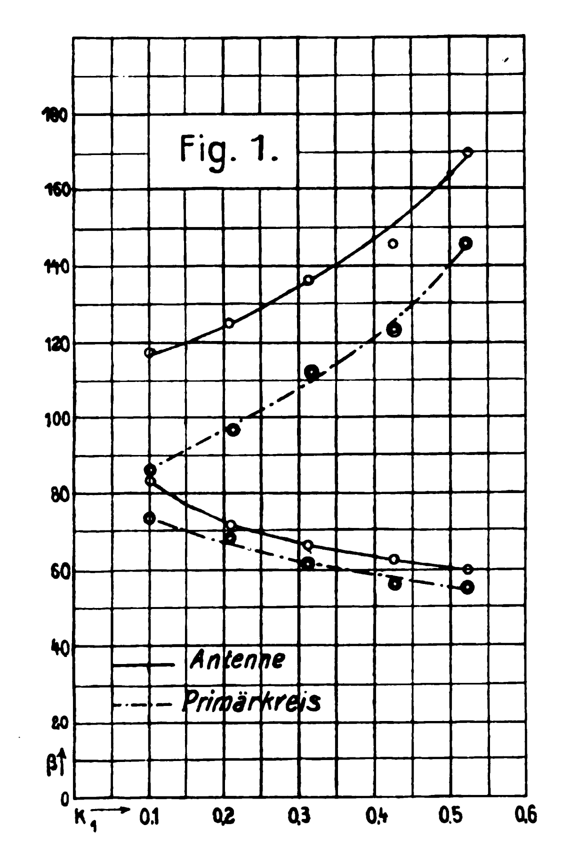


Fig. 1. Amplitude β als Funktion der Koppelung. $C_1 = 5000$ cm.

der Beobachtungsfehler. Weiter fällt es bei diesen Versuchen auf, daß die Dämpfungen sehr gering sind; denn bisher nahm man an, daß bei einem Braunschen Sender die Dämpfungen unter den Wert $\Delta = 0,1$ nicht heruntergehen[1]).

1) Vgl. Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie, S. 155. Für die Harfen wird ein Dekrement $\Delta = 0,15$ bis 0,20 angegeben.

Über die Ursache dieser kleinen Dämpfungen will ich später näheres berichten.

Bezüglich der Maximalamplitude folgt aus Tabelle II, daß die kurzen Wellen mit wachsender Koppelung an Intensität zunehmen, die langen Wellen dagegen abnehmen. Sehr übersichtlich werden diese Verhältnisse in graphischer Darstellung, wie sie Fig. 1 liefert. Hierbei sind die Koppelungsgrade als Abszissen, die Amplituden als Ordinaten aufgetragen, und zwar sind die Werte der ersten Beobachtungsreihe benutzt. Es ist für die Kenntnis der Strahlungsintensität noch wichtig hervorzuheben, daß die Beobachtungsresultate im Empfänger einen ganz analogen Verlauf ergeben wie die im Sender.

Versuchsreihe 2.

Um den Verlauf der Amplitudenkurve und auch das Verhalten der Dämpfung bei noch höheren Koppelungsgraden als $k_1 = 0,5$ untersuchen zu können, mußte die Eigenschwingung der Antenne noch weiter vergrößert oder aber die Kapazität des Flaschenkreises bedeutend vermindert werden. Bei dieser Versuchsreihe wurde das letztere Verfahren gewählt, wobei die Kapazität des Primärkreises nur 2500 cm betrug. In der Antenne befand sich eine Spule, deren Selbstinduktionskoeffizient 512800 cm war, so daß die Eigenwelle des ungekoppelten Senders $\lambda = 985$ m, die Eigendämpfung $\Delta_{II} = 0,011$ war. Die Eigendämpfung des Primärkreises betrug $\Delta_I = 0,088$. Die Beobachtungen ergaben folgende Werte (siehe Tabelle III).

Wie aus dieser Tabelle hervorgeht, zeigen die beiden Wellen einen Verlauf, der wieder ganz analog ist dem, der bei der früheren Versuchsreihe gefunden wurde. Die Dämpfungen sind auch selbst bei so festen Koppelungsgraden wie $k_1 = 0,74$ noch als von der Koppelung un-

Tabelle III. (2 × 5 mm Funken.)

			Sendestation								Empfangsstation	
			Antenne ($L = 512800$ cm)				Primärkreis ($C = 2500$ cm)				Gekoppelter Empfänger	
k_1	λ_1	λ_2	β_1	Λ_1	β_2	Λ_2	β_1	Λ_1	β_2	Λ_2	β_1	β_2
•	m	m										
0,06	955	1015	60	0,064	54	0,069	107,5	0,059	100	0,074	81,5	69,5
0,128	922	1048	61,5	65	46	72	110	69	93	67	79	60
0,192	888	1077	65	62	43	66	117	57	80,5	75	94	58
0,260	850	1107	73,2	56	38,8	64	126	57	71	73	107,5	51
0,331	810	1140	78,5	62	34,6	75	136	55	63,5	78	139	42,5
0,400	765	1168	93	56	34,3	73	150	55	56,7	80	178,5	40,5
0,473	717	1197	108	55	31,1	78	159	61	51,4	77	211	34
0,545	667	1228	125	54	29,6	79	174	61	47,8	82	—	32
0,612	617	1254	136,5	59	29	75	192	62	45,4	76	—	24
0,677	565	1282	147	63	28,5	76	205	68	43	74	339	—
0,741	507	1310	165	68	29	78	231	66	42,5	70	429	—
			Mittel:	0,061		0,073		0,061		0,075		

abhängig zu betrachten; denn die Schwankungen in den Dekrementen sind daher zu erklären, daß infolge der Kapazität $C = 2500$ cm im Primärkreise die Funkenfolge eine sehr große war, und sich infolgedessen einige Schwankungen bei Aufnahme der Resonanzkurven zeigten. Die Amplitude der kurzen Welle zeigt wieder ein stetes Ansteigen, die der langen Welle eine dauernde Abnahme mit zunehmender Koppelung (Fig. 2).

Bei einer dritten Versuchsreihe, bei der der

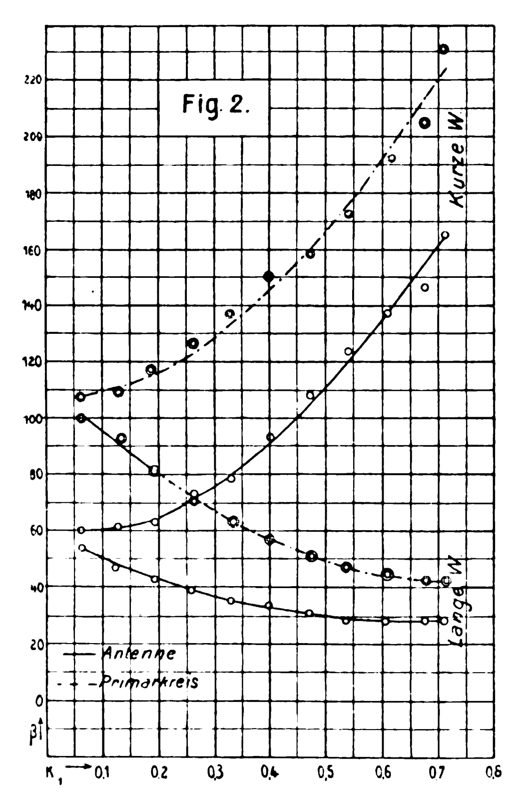


Fig. 2. Amplitude der Schwingungen als Funktion der Koppelung k. $C_1 = 2500$ cm.

Koppelungsgrad von $k_1 = 0{,}095$ bis $k_1 = 0{,}475$ variierte, ergaben sich ganz analoge Resultate wie bei den ersten beiden Versuchsreihen.

Die bisher beschriebenen Koppelungsversuche wurden, wie aus den angegebenen Zahlen hervorgeht, jedesmal ausgeführt mit einer anderen Kapazität im Primärkreise und einer anderen Induktanz im Sender. Da sich jedesmal analoge Resultate ergaben, so kann man für galvanisch gekoppelte Systeme folgende allgemeingültige Sätze aufstellen, vorausgesetzt, daß die Koppelungsgrade innerhalb der Grenzen $k_1 = 0{,}06$ und $k_1 = 0{,}74$ liegen:

1. Es entstehen in jedem Schwingungskreise je zwei Wellen, und zwar sind die entsprechenden Wellen im Flaschen- und Antennenkreise den Wellenlängen und Dämpfungen nach gleich.
2. Die Wechselzahlen der beiden Wellen erfüllen die Gleichung:

$$\frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_2^2} = \frac{2}{n^2}.$$

3. Die Intensität der kurzen Welle ist stets größer als die der langen Welle.
4. Die Intensität der kurzen Welle nimmt mit wachsender Koppelung andauernd zu, die der langen Welle dagegen ab.
5. Die Dämpfung der kurzen Welle ist stets kleiner als die der langen Welle.
6. Die Dämpfungen der einzelnen Wellen sind von der Koppelung unabhängig.
7. Die Strahlungsintensität nimmt für die kurze Welle mit wachsender Koppelung ständig zu, für die lange Welle ständig ab; sie zeigt kein Maximum.

Wenn man aus diesen Ergebnissen eine Nutzanwendung machen will auf die Einrichtung der Stationen für drahtlose Telegraphie, so wird die feste Koppelung stets der losen vorzuziehen sein; denn man wird mit der festen



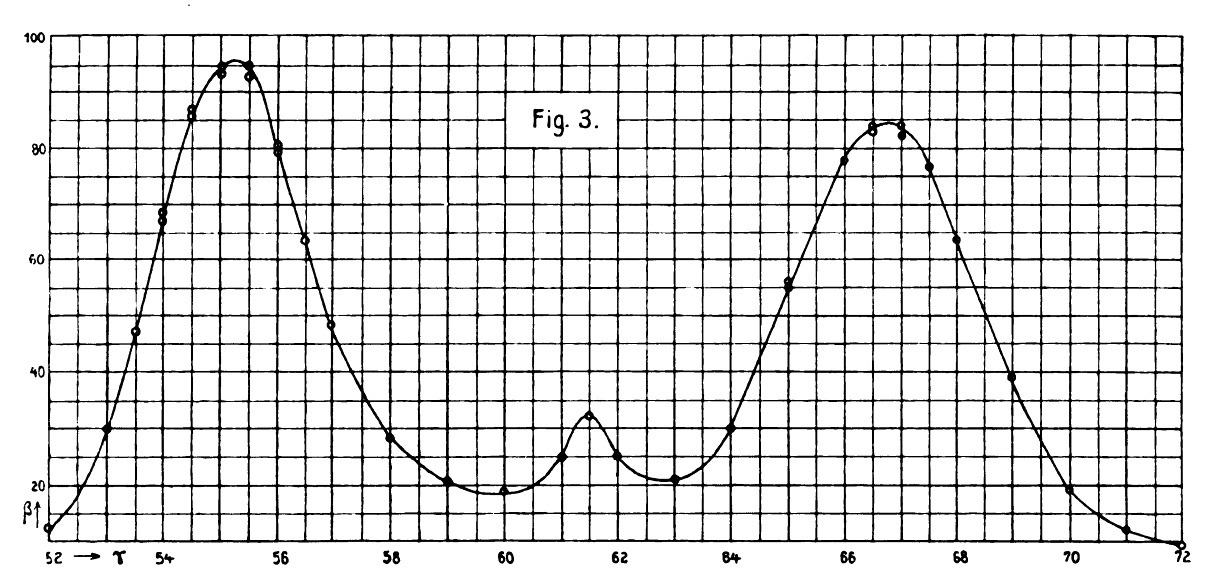


Fig. 3. Resonanzkurve eines gekoppelten Systems mit drei Wellen.

Koppelung viel größere Entfernungen überbrücken können als mit der losen Koppelung, ohne dabei infolge der Unabhängigkeit der Dämpfung von der Koppelung an Genauigkeit in der Abstimmung etwas einzubüßen.

Für zwei gekoppelte Kondensatorkreise hat C. Fischer[1]) gefunden:

1. Die Wechselzahlen der durch die Koppelung entstehenden beiden Schwingungen erfüllen die Gleichung:
$$\frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_2^2} = \frac{2}{n^2}.$$
2. Die Dämpfungen der Wellen ergeben sich als von der Koppelung nahezu unabhängig.
3. Der Stromeffekt im Sekundärkreise steigt mit wachsender Koppelung sehr schnell an und erreicht bei einer ziemlich kleinen Koppelung einen Wert, über den hinaus er nur noch wenig anwächst, wenn die Koppelung immer fester wird.

Die letztere Beobachtung steht im völligen Gegensatz zu den oben mitgeteilten.

Bei sämtlichen Koppelungen wurde die Beobachtung gemacht, daß außer den beiden durch die Koppelung entstehenden Schwingungen im Antennenkreise stets noch eine dritte Schwingung auftrat, deren Wellenlänge mit der der Eigenschwingung des Senders übereinstimmte. Diese Welle ließ sich nicht im Flaschenkreise nachweisen. Die Intensität dieser Schwingung wurde um so größer, je loser die Koppelung wurde. Gegenüber den anderen beiden Wellen verschwand diese dritte Welle bei festen Koppelungsgraden fast vollständig. In Fig. 3 sind die drei Koppelungswellen in natürlicher Größe gezeichnet, wie sie bei einem Koppelungsgrade $k_1 = 0{,}095$ beobachtet wurden.

Das Auftreten der dritten Welle kann nur eine Folge der großen Unterschiede in der Funkendämpfung und der Dämpfung des Senders sein. Jene ist sehr groß, diese, wie noch unten gezeigt wird, sehr klein. Der Funke wird nach M. Wien[1]) abreißen und die Schwingung im Primärsystem unmöglich machen zu einer Zeit, wo noch merkliche Energiemengen im Antennenkreise vorhanden sind. Die Antenne wird dann mit ihrer eigenen geringen Dämpfung abschwingen.

Dieses Resultat führte zu eingehenden Untersuchungen über die Eigendämpfungen der Harfen, wenn sie über Spulen von sehr verschiedenen Selbstinduktionskoeffizienten verbunden waren. Hierbei zeigte es sich, daß die Eigendämpfung des Antennensystems in Wirklichkeit viel geringer ist, als man bisher annahm. Um die Eigendämpfung der Antenne zu bestimmen, wurde der offene Sender in sehr loser induktiver Koppelung erregt. Es entstand dann im Sender jedesmal die Eigenschwingung und die erzwungene Schwingung. Die erzwingende Schwingung wurde nun jedesmal so gewählt, daß man im Sender die Eigenschwingung wie die erzwungene Schwingung in den Resonanzkurven noch deutlich unterscheiden konnte. Ferner wurde die erzwungene Schwingung einmal kürzer, das andere Mal länger als die Eigenschwingung gemacht. Jedesmal wurden dann die Resonanzkurven aufgenommen, aus denen die Eigendämpfung berechnet wurde nach den von K. Schmidt berechneten Dekrementtafeln

1) C. Fischer, Ann. d. Phys. **22**, 269 ff., 1907.

1) M. Wien, Jahrbuch der drahtlosen Telegr. und Teleph. 1908, Heft 4.

und bei sehr kleinen Dämpfungen nach der Formel von Bjerknes. Es ergab sich dann, daß die Werte der Eigendämpfung in beiden Fällen völlig übereinstimmten. Auch die Kondensatorstellung für das Maximum der Eigenschwingung war in beiden Fällen dasselbe, woraus hervorgeht, daß die induktive Erregung der Antenne tatsächlich in sehr loser Koppelung vor sich ging.

Die Beobachtungsresultate sind in Tabelle IV zusammengestellt.

Tabelle IV.

Zusatzinduktion cm	Eigenwelle λ m	Eigendämpfung Λ
0	296	0,108
	335	0,073
	411	0,058
86 000	486	0,031
189 900	650	0,025
245 100	711	0,024
294 300	736	0,020
338 500	808	0,018
533 000	1050	0,008 (?)
942 300	1270	0,004 (?)
1 070 000	1367	0,004 (?)

Wenn man die Wellenlängen als Abszissen, die Dämpfungen als Ordinaten in ein rechtwinkliges Koordinatensystem einzeichnet, so ergibt sich eine Kurve (Fig. 4), die mit zunehmender Wellenlänge, also auch mit zunehmender Zusatzinduktanz, sehr schnell abfällt.

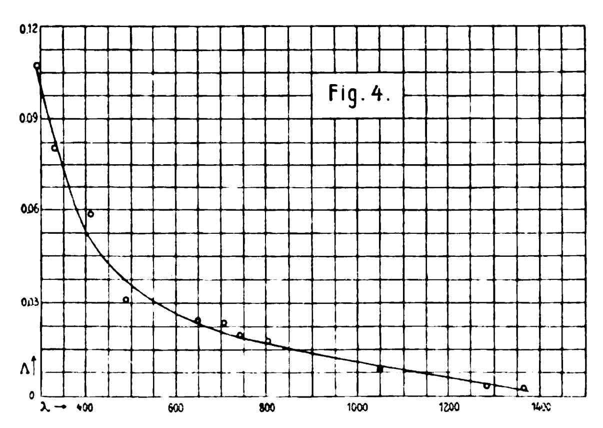


Fig. 4. Eigendämpfung eines offenen Senders.

Da die Eigendämpfung der Antenne fast ausschließlich auf Strahlung beruht, so ergibt sich hieraus, daß Systeme mit langen Eigenwellen eine geringere Energie als solche mit kurzen Eigenwellen ausstrahlen; ein Resultat, das auch durch Beobachtungen in der 8 km entfernten Empfangsstation bestätigt wurde. Andererseits hat man aber bei diesen langen Wellen den Vorzug der geringeren Dämpfung, einer Dämpfung, wie man sie bisher in offenen Sendern noch nicht kannte.

Wenn man bei dieser losen induktiven Erregung der Eigenschwingung der Antenne den erregenden Schwingungskreis auf die Antenne abstimmt, so kann man im offenen Sender direkt wenig gedämpfte Schwingungen erzeugen, ohne den von M. Wien angegebenen Zwischenkreis zu benutzen. Die Energieübertragung auf die Antenne wird eine bessere sein, wenn man den Zwischenkreis vermeidet und die wenig gedämpften Schwingungen direkt im Sender erregt. Der Vorteil dieser schwach gedämpften Schwingungen liegt natürlich in der Schärfe der Resonanz, die unerwünschte Störungen von seiten fremder, nicht auf die betreffende Welle abgestimmter Systeme in sehr weiten Grenzen ausschließt.

Zusammenfassung.

Die mitgeteilten Untersuchungen haben folgende Resultate ergeben:

1. Die Dämpfung ist mit einer Genauigkeit von etwa ± 5 Proz. aus den aufgenommenen Resonanzkurven zu ermitteln.
2. Die Maximalamplituden sind jedoch größeren Schwankungen unterworfen. Es werden für die praktische Durchführung von Versuchen Regeln angegeben, um diese Schwankungen nach Möglichkeit zu vermeiden.
3. Untersuchungen über den Einfluß der Größe der galvanischen Koppelung auf Amplitude und Dämpfung der durch die Koppelung entstehenden Wellen führen zur Aufstellung von sieben allgemeinen Sätzen, die für jedes galvanisch gekoppelte System gelten.
4. Die Strahlungsintensität nimmt für die kurze Welle ständig zu, für die lange Welle ständig ab; sie zeigt kein Maximum.
5. Außer den beiden schon längere Zeit bekannten durch Koppelung entstehenden Wellen tritt im Antennenkreise stets noch eine dritte Schwingung auf, deren Wellenlänge mit der der Eigenschwingung des Senders übereinstimmt.
6. Die Intensität dieser dritten Schwingung ist um so größer, je loser die Koppelung ist.
7. Untersuchungen über die Eigendämpfung der Antenne führen zu einer Methode, im offenen Sender sehr gering gedämpfte Schwingungen zu erzeugen.

(Eingegangen 26. September 1909.)



Beiträge zur Kenntnis der gekoppelten elektrischen Systeme.

II. Teil: Das Empfangssystem.

Von Gustav Heinecke.

Einleitung.

Die folgende Arbeit stellt sich die Aufgabe:

1. Welche Anordnungen eines Empfängers geben ein Maximum der Wirkung?
2. Mit welchem Grad von Genauigkeit und Zuverlässigkeit können die Messungen, welche zur Bestimmung der Intensität und Dämpfung der ankommenden Wellen dienen, ausgeführt werden?

§ 1. Das Empfangssystem.

Das Antennensystem der Empfangsstation besteht aus Vertikal- und Horizontalantenne; jede hat zehn parallele 20 m lange Phosphorbronzelitzen im Abstande von 1 m. Die Vertikalharfe hängt zwischen zwei Masten von 30 m Höhe und 28 m Spannweite. Die Horizontalharfe ist zwischen sechs Masten ausgespannt. Durch das sehr unebene Terrain variiert ihr Abstand vom Erdboden sehr stark. Fig. 1 gibt ein Bild dieser Verhältnisse.

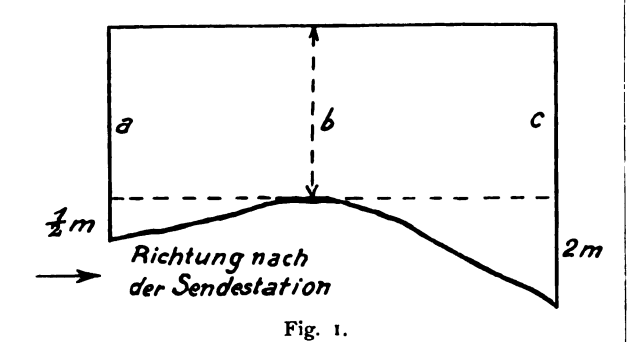


Fig. 1.

Das ganze Empfangssystem ist ein doppelt induktiv gekoppeltes und besteht aus 3 Kreisen:

1. dem Antennenkreis, der die beiden Antennen enthält, zwischen denen Induktionsspulen mit leicht zu variierendem Induktionskoeffizienten liegen;

2. dem Meßkreis, der sich aus Induktionsspulen und einem variablen Drehkondensator zusammensetzt;

3. dem Barretterkreis, der außer einer Induktionsspule und einem Glimmerkondensator einen empfindlichen Barretter enthält.

Fig. 2 gibt einen Überblick über die Schaltung.

Die Spulen *a* und *b* des offenen Kreises haben einen Durchmesser von 30 cm und bestehen aus 36 Windungen von blankem Kupferdraht von 2,8 mm Querschnitt. Sie sind aufgewickelt auf 6 parallele Ebonitstege, die jede

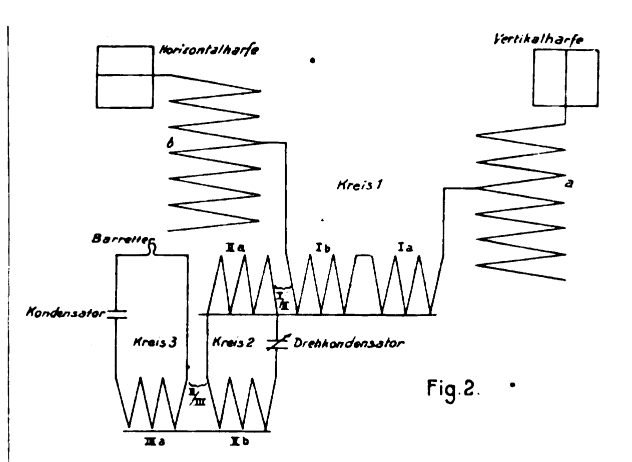


Fig. 2.

Windung in 6 gleiche Teile zerlegen und mit *A*, *B*, . . *F* bezeichnet sind. Wir bezeichnen mit D_{16} z. B. die Stelle der sechzehnten Windung am Stege *D*. Die übrigen Spulen haben einen Durchmesser von 25 cm, ihre Windungszahl ist 12 bei einem Windungsabstande von 2 mm. Die in der Figur mit *Ia*, *Ib*, *IIa* bezeichneten Spulen stehen auf einem Schlitten, ebenso die Spulen *IIb* und *IIIa*. Man kann so ihren Abstand genau ändern.

Um den Barretter vor äußeren Temperatureinflüssen zu schützen, ist er in eine Kombination von 4 ineinander gebauten Kisten gestellt, die an der Ostseite unter einem kleinen Pavillon untergebracht ist[1]). Daß der Barretter durch diesen Einbau wirklich vor äußeren Temperatureinflüssen gesichert ist, beweisen folgende Zahlen, die den Nullpunkt des Barretters angeben bei einer Versuchsreihe vom 21. Mai 1908.

	Wetterangabe	Nullpunkt
Kurve 1	Bedeckter Himmel, schwacher Wind . . . . . . 9^{25}	431 431 431
„ 2	Himmel etwas aufgehellt, wärmer . . . . . 9^{55}	431 430 429
„ 3	Heller, teilweise Sonne, windiger . . . . . . 10^{35}	428 427 427 426
„ 4	Sonnenschein, sehr windig 10^{55}	426 425 425 424
„ 5	Himmel vollkommen aufgehellt, Wind noch stärker 10^{37}	423 423 423
„ 6	(Himmel vollkommen aufgehellt, Wind noch stärker) 12^{00}	422 422 421

Nach verschiedenen Abänderungen erwies sich folgende Methode zur Abstimmung des Antennenkreises als außerordentlich brauchbar. Der den Barretter enthaltende 3. Kreis wird mittels der Spule *IIa* an den Antennenkreis induktiv gekoppelt. Die Selbstinduktion der Spulen *a* und *b* wird solange geändert, bis der Integraleffekt im Thermoindikator ein Maximum aufweist. In Fig. 3 ist eine solche Abstimmung kurvenmäßig aufgetragen.

1) K. E. F. Schmidt, Ann. d. Phys. **26**, 623, 1908.



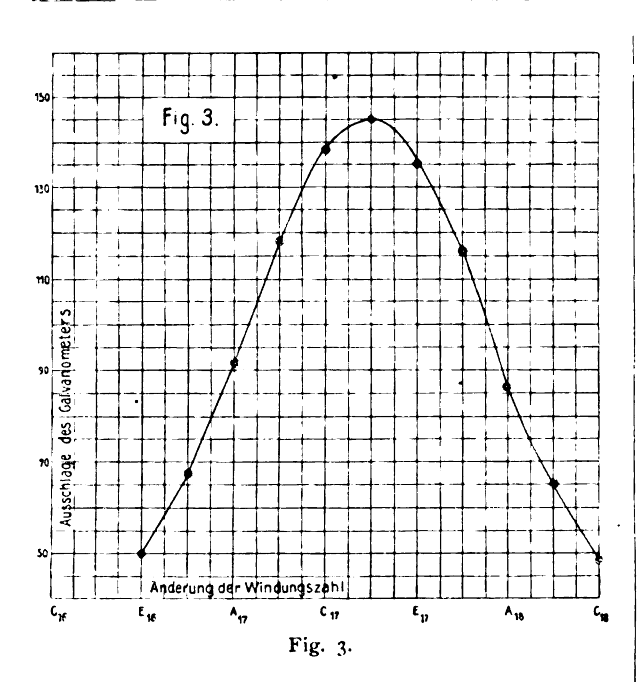


Fig. 3.

§ 2. Die Untersuchung des Antennensystems.

Es handelte sich darum, das gesamte Empfangssystem für die günstigste Wirkung einzurichten. Die erste Frage war die Beschaffenheit der Antennen. War die anfängliche Gestalt und Höhe der Antennen die günstigste?

Es wurde zunächst untersucht, in welcher Höhenlage die Horizontalharfe die beste Wirkung im Empfänger ergab. Die zuerst untersuchte Lage war (siehe Fig. 1):

$$a = 5 \text{ m}, \; b = 4{,}50 \text{ m}, \; c = 6{,}5 \text{ m}.$$

Mittels des gekoppelten Systems wurde eine Resonanzkurve für die kurze Welle des gekoppelten Senders aufgenommen. Dann wurde die Horizontalharfe dreimal um je 1 m gesenkt. Die Resultate der Messungen sind in Fig. 4 dargestellt. Es zeigt sich, daß in einer bestimmten Höhe der Horizontalantenne die Wirkung im Empfänger die günstigste ist. Der Versuch wurde wiederholt, um auch gleichzeitig das Verhalten der Dämpfung[1]) beim Senken der Harfe zu beobachten. Das Ergebnis dieser Versuchsreihe ist in folgender Tabelle zusammengestellt:

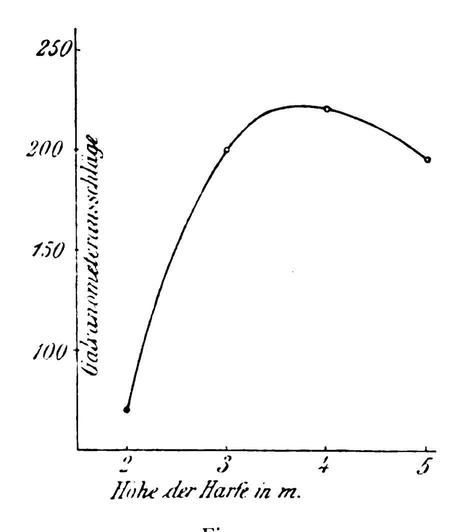


Fig. 4.

	Höhe der Horizontalharfe	Dämpfung	Amplitude
1.	$a = 4$ m, $b = 3{,}50$ m, $c = 5{,}50$ m	0,093	36,7
2.	$a = 2$ m, $b = 1$ m, $c = 3{,}50$ m	0,097	39.3
3.	$a = 2$ m, $b = 1{,}50$ m, $c = 3{,}50$ m	0,098	41,8
4.	$a = b = c = 0$	0,109	27,3
5.	Harfe geerdet durch Blitzableiter	0,121	14,8
6.	$a = 3{,}78$ m, $b = 3{,}28$ m, $c = 5{,}28$ m	0,096	44

Die Erscheinung einer günstigsten Lage der Horizontalharfe erklärt sich daraus, daß bei höher gelegener Harfe die wirksame Vertikalharfe verkleinert wird. Beim Nähern an den Erdboden würde also die Wirkung ständig zunehmen, wenn die Erde nicht einen größer werdenden dämpfenden Einfluß auf die Schwingung ausübte.

Die Tabelle zeigt eine Zunahme des Dämpfungsdekrements. Die Werte bei 2 und 3 liegen innerhalb der Beobachtungsfehler. Mit welcher Genauigkeit die Dämpfungsdekremente bei diesen Versuchen ermittelt worden sind, zeigen folgende Zahlen, welche die aus den Dämpfungskurven für die verschiedenen Ordinaten entnommenen Dekremente darstellen:

	1. Versuch	2. Versuch	3. Versuch	4. Versuch
	0,092	0,096	0,099	0,109
	0,092	0,096	0,100	0,112
	0,093	0,097	0,097	0,109
	0,094	0,097	0,097	0,110
	0,094	0,098	0,098	0,108
	0,093	0,098	0,098	0,108
	0,092	0,097	0,099	0,109
Mittel:	0,093	0,097	0,098	0,109

Die einzelnen Werte weichen bei 4 maximal um 3 Proz., bei den anderen um 1 Proz. von dem Mittelwerte ab.

Das Bestreben ging nun weiter darauf hinaus, auch die Vertikalharfe so günstig als möglich zu gestalten. Eine Verbesserung konnte erzielt werden

1. dadurch, daß die Harfe leichter gebaut wurde, weil sie dann höher gezogen werden konnte, ohne die Gefahr des Bruches der Masten herbeizuführen. Der Durchhang der schweren Harfe betrug 1 m, also war auf die Weise eine Verbesserung von 20 Proz. möglich[2]);

1) Berechnung der Dämpfung nach K. E. F. Schmidt, diese Zeitschr. 9, 13–18, 1908.

2) K. E. F. Schmidt, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 1, 483, 1908.



2. dadurch, daß die Aufnahmefläche der Harfe vergrößert wurde.

Gemäß diesen Umständen wurde die neue Harfe folgendermaßen eingerichtet. Drei je 25 m lange Phosphorbronzelitzen wurden im Abstande von 7,6 m an dem Querseil aufgehängt, verbunden durch eine Bronzelitze. Die unteren Enden der Drähte wurden in einem Punkte ca. 7 m über der Erde zusammengeführt. Der mittlere Draht wurde unten nach vorn, d. h. in der Richtung der Sendestation abgespannt. Die mittels der beiden Harfen bei konstanten Sendebedingungen aufgenommenen Resonanzkurven ergaben eine Vergrößerung der Intensität um 37,5 Proz. gegen früher. Da die Kapazität der neuen Harfe kleiner geworden war, das System aber vorher in bezug auf die Kapazitäten der Horizontal- und Vertikalharfe ausgeglichen war, so wurde versucht, die Kapazität der neuen Harfe durch Einschalten von zwei weiteren Drähten zu vergrößern. Eine Verbesserung der Wirkung fand dadurch nicht mehr statt, wohl aber hatte jetzt die Kapazität genau denselben Betrag wie früher.

Es handelte sich noch darum, zu untersuchen, wie die mittleren Drähte unten abzuspannen waren. In der folgenden Tabelle sind die Versuchsanordnungen und Resultate angegeben:

	Abspannung	Kurze Welle 560 m	Lange Welle 840 m
1.	Alle Drähte senkrecht nach unten, in einer Fläche	201	124
2.	Die mittleren Drähte nach hinten abgespannt	215	124
3.	Die mittleren Drähte nach vorn abgespannt	240	126
4.	Wie bei 3, die äußeren Drähte noch nach der Seite abgespannt . .	240	126

Die beiden letzten Fälle ergeben also die beste Wirkung. Diese Resultate stimmen überein mit denjenigen von Zenneck [1]). Eine Harfe, die zugewandt den ankommenden Wellen ausgespannt ist, ergibt die beste Wirkung. Die ungünstigste Wirkung hat hier eine senkrecht hängende Antenne. Das wird hier seinen Grund darin haben, daß die Drähte verschieden lang sind, also wahrscheinlich Interferenzen auftreten.

§ 3. Untersuchung des doppelt induktiv gekoppelten Empfangssystems.

Orientierende Messungen der Empfangswirkung bei größeren Entfernungen der Sende- und Empfangsstation mittels eines doppelt induktiv gekoppelten Systems sind zum ersten Male von K. E. F. Schmidt [2]) in der Empfangsstation Wallwitz ausgeführt worden.

1) Zenneck, Ann. d. Phys. **23**, 860, 1907.
2) K. E. F. Schmidt, Ann. d. Phys. **26**, 622, 1908.

Die Aufgabe der folgenden Untersuchungen bestand nun darin, durch systematisch durchgeführte Messungen die Fehlerquellen zu ermitteln und die Zuverlässigkeit und Genauigkeit der erhaltenen Meßresultate exakt festzulegen. Dazu war es von größter Wichtigkeit, das Verhalten der beiden Kopplungen in bezug auf Intensität und Dämpfung genau zu ermitteln.

Zunächst wurde die Kopplung I/II des Meßkreises an den Antennenkreis geprüft. Die Untersuchung wurde durchgeführt für die kurze und lange Welle des Sendesystems. Die Resultate sind in Fig. 5 graphisch dargestellt. Als

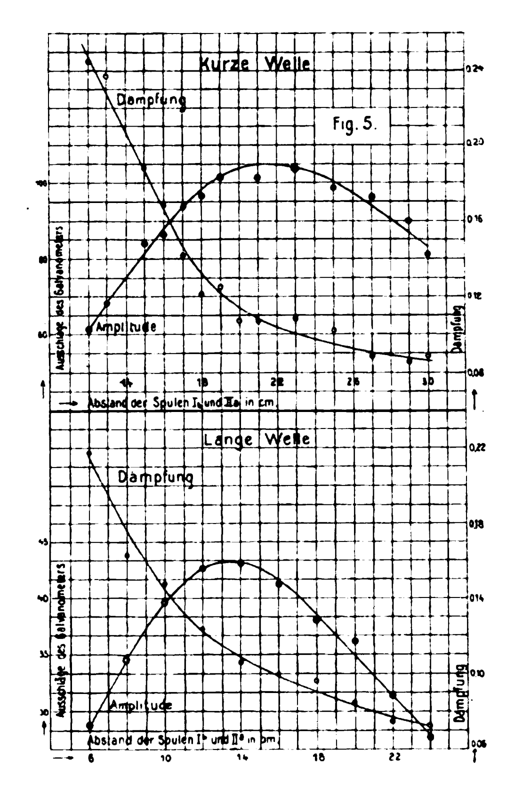


Fig. 5.

Abszissen sind die Abstände der Spulen *Ib* und *IIa* in Zentimetern aufgetragen, als Ordinaten die Intensitäten und Dämpfungsdekremente. Bei einer bestimmten Kopplung zeigt sich ein Maximum der Wirkung, an derselben Stelle flacht sich die Kurve für die Dekremente ab. Diese Erscheinung erklärt sich durch die Rückwirkung des Meßkreises auf den Antennenkreis.

Das Optimum der Kopplung ist von verschiedenen Faktoren abhängig.

Einmal spielt dabei die Entfernung der Spulen *Ia* und *Ib* eine Rolle, wie folgende Tabelle zeigt:

Fig. 6.

Entfernung der Spulen *Ia* u. *Ib*	Optimum der Kopplung I/II
2,5 cm	21 cm
6,2 „	19,8 „
15 „	16,5 „

Je nachdem die Spulen *Ia* und *Ib* näher oder weiter voneinander stehen, wird mehr bzw. weniger Energie auf den Meßkreis übertragen.

Weiter hängt das Optimum ab von der Abstimmung des Antennenkreises, da bei einer Verstimmung dieses Kreises die Energie geringer ist als im Resonanzfalle, das Kopplungsoptimum bei engerer Kopplung erreicht wird. Zur Festlegung dieser Abhängigkeit wurde der Antennenkreis systematisch so weit verstimmt, bis seine Eigenwelle um 70 m von der ankommenden Schwingung abwich. In Fig. 6 sind die Resultate graphisch dargestellt. Die beste Wirkung wird also nicht erzielt, wenn der Antennenkreis scharf abgestimmt ist. Die Erscheinung hat Ähnlichkeit mit dem Auftreten von zwei Kopplungswellen; die Erscheinung hat aber einen anderen Grund.

Von der Kopplung II/III des Meßkreises und Barretterkreises ist das Kopplungsoptimum I/II unabhängig.

Die Kopplung II/III zeigt ein ganz anderes Verhalten wie die Kurven der Fig. 7 zeigen. Als Abszissen wurden die Abstände der Spulen *IIb* und *IIIa* in Zentimeter abgetragen, als Ordinaten die entsprechenden Galvanometerausschläge und Dämpfungsdekremente. Da der Barretterkreis infolge seiner geringen Energie kaum auf den Meßkreis zurückwirken kann, so kann ein solches Verhalten der Intensität erwartet werden.

§ 4. Über die Genauigkeit der vorliegenden Messungen.

Die folgenden Zahlenbeispiele sollen zeigen, mit welcher Genauigkeit und Sicherheit die Intensität und Dämpfung aus den aufgenommenen Resonanzkurven ermittelt werden können.

Es wurden bei konstant bleibender Sendeenergie in der Empfangsstation in Intervallen von ca. $\frac{1}{2}$ Stunde Resonanzkurven aufgenommen.

In den in Tabelle I angegebenen Werten ist der mittlere Wert des Dämpfungsdekrementes 0,149. Die größte Abweichung von diesem Werte beträgt 1,34 Proz. Die Intensität ist konstant.

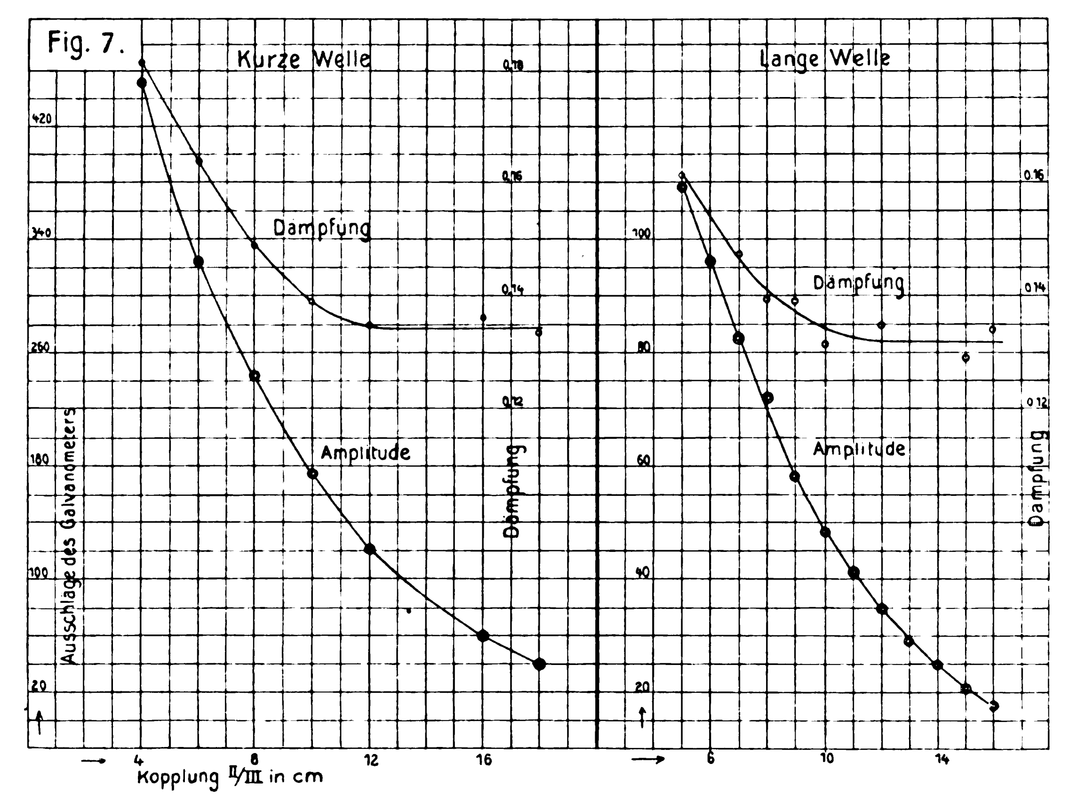


Fig. 7.

I.

Intensität	Dämpfung
60	—
61	0,151
61,5	0,147
61,5	0,149
61,5	0,150

II.

Sendeenergie	Empfangs-intensität	Dämpfung
97,6	77,5	0,126
99	81,5	0,127
91,2	74,5	0,128
139	89	0,130
134	87	0,127

III.

Sendeenergie	Empfangs-intensität	Dämpfung
108	150	0,075
107	149	0,077
108	150	—
105	150	0,075
104	150	—
91	136	0,073
—	136	0,074
93	140	0,077
—	138	0,074
91	140	0,076
—	141	0,075

In der Tabelle II schwankt die Intensität stark infolge der inkonstanten Sendeenergie. Die einzelnen Dämpfungswerte weichen um 1,5 Proz. vom Mittelwert 0,128 ab.

In der Tabelle III zeigt die Intensität nach Aufnahme der 5. Kurve ein plötzliches Sinken um 8 Proz., schwankt dann aber nur noch um 2,1 Proz. Die Dämpfung weicht vom Mittelwert 0,075 um 2,7 Proz. ab.

Gegenüber dieser guten Konstanz an vielen Tagen kommen auch Beobachtungen vor, wo die Dämpfungsdekremente wahrscheinlich infolge atmosphärischer Einflüsse erhebliche Schwankungen zeigen.

(Eingegangen 26. September 1909.)

Die Empfindlichkeit des Barretters.

Von Béla Gáti.

Auf dem im September des Jahres 1908 in Budapest[1]) stattgehabten Kongresse der Telegraphen- und Telephontechniker erwähnte ich, daß bei Anfertigung des Halbmikron (0,0005 mm) Platinbarretters durchschnittlich nur 1—2 Proz. sämtlicher hergestellter Barretter sich brauchbar erwies.

1) Comptes Rendus de la première conférence internationale des techniciens des télégraphes et téléphones. „Description et utilisation de la méthode pour la mesure des constants de ligne au moyen du barretter". S. 10.

Wegen dieser Schwierigkeiten in der Herstellung, habe ich damals von der Verwendung der Halbmikron-Barretter abgesehen. Für Telephonströme wären ja auch die Zweimikron-Barretter in Luft genügend empfindlich[1]), da ich mit denselben den vollen (50^0) Ausschlag des Zeigergalvanometers auf 900 Mikroampere erhielt.

Zufolge einer Anfrage des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule in Danzig habe ich jedoch später die Herstellung der Halbmikron-Barretter wieder aufgenommen und bin nach monatelangen Versuchen endlich zu jenen Resultaten gelangt, welche in Fig. 1, Kurve I dargestellt sind. Mit einem Zeiger-

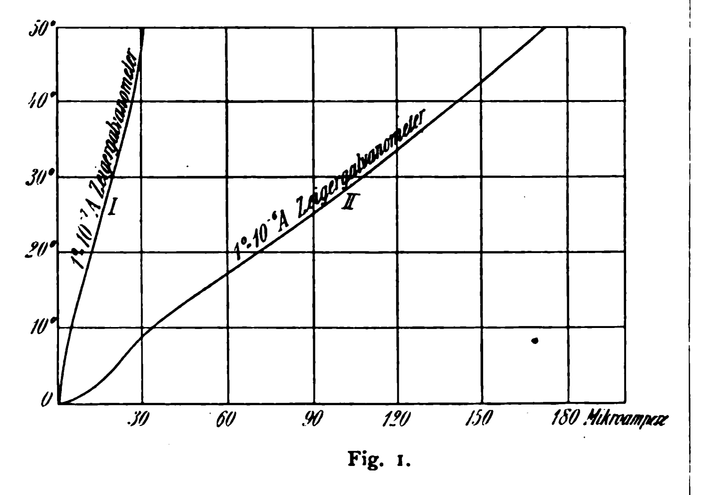


Fig. 1.

galvanometer von der Empfindlichkeit $1^0 = 10^{-7}$ Ampere erhielt ich 50^0 Ausschlag bei 31 Mikroampere, 5^0 Ausschlag bei 1 Mikroampere Hochfrequenzstrom. Meines Wissens stellen diese Daten die empfindlichsten bisherigen Messungen der Hochfrequenztechnik dar.

Als Mikroamperemeter verwendete ich ein Paulsches Fabrikat, die sogenannte „Single pivot" Type ohne Fadenaufhängung.

Dieses Galvanometer erfordert eine horizontale Einstellung mittels Libelle und ist deshalb auf schwankenden Schiffen nicht zu gebrauchen.

Kurve II bezieht sich auf den gleichen Barretter, jedoch in Verbindung mit einem zehnmal unempfindlicheren Mikroampere. Diese Amperemetertype von der Empfindlichkeit $1^0 = 10^{-6}$ Ampere erfordert keine Libelleneinstellung und kann deshalb auch auf fahrenden Schiffen Anwendung finden. Fig. 2 ist die Abbildung dieses Galvanometers mit dem Barrettersatze.

Die ganze Apparatur ist tragbar eingerichtet und speziell für Messungen außerhalb des Laboratoriums bestimmt. Sie verträgt auch eine weniger sorgfältige Behandlung.

1) l. c., Seite 13.

Nach Duddells Versuchen ist bei der drahtlosen Telegraphie die ankommende Hochfrequenzstromstärke multipliziert mit der Distanz zwischen Sender- und Empfängerstation eine konstante Zahl, beiläufig 10000 Mikroampere-Kilometer. Leider wurde dieses Gesetz bisher von niemanden auf mehr als 100 km Entfernung nachgeprüft. Sofern das Gesetz auch auf 1000 km Entfernung gültig ist, so wäre bei 1000 Kilometern der ankommende Strom im



Fig. 2.

Empfänger 10 Mikroampere, demnach mit Schiffsinstrumenten noch bequem meßbar.

Laut Mitteilungen des Herrn K. E. F. Schmidt[1]), stellen derzeit 100 Mikroampere die Meßgrenze bei Thermoelementen für Arbeiten mit schnellen elektrischen Schwingungen dar. Ich bedaure, daß bei Hochfrequenzmessungen die Forscher die Stromstärke gewöhnlich nur in Galvanometergraden und nicht in Mikroamperen auszudrücken pflegen, so daß ich keinen endgültigen Vergleich anstellen kann; ich glaube jedoch, daß bei Arbeiten mit Luftbarrettern in Verbindung mit Zeigergalvanometern rund 1 Mikroampere die Meßgrenze ist, d. h., daß diese Messung ca. 100 mal empfindlicher ist, als jene mit Thermoelementen in Vakuum und mit Spiegelgalvanometern.

Das Evakuieren des Halbmikron-Barretters ist mir bisher noch nicht gelungen und wäre ich für eventuelle Ratschläge in dieser Richtung sehr dankbar. Mit empfindlichen Spiegelinstrumenten läßt sich natürlich die Empfindlichkeit meiner Meßmethode noch wesentlich steigern, ich glaube jedoch, daß derzeit kein dringendes Bedürfnis dafür vorliegt, Hochfre-

1) Diese Zeitschr. **10**, 438, 1909. Über die Grenze der Leistungsfähigkeit der Thermoelemente.



quenzströme auch unter 1 Mikroampere messen zu können.

Die aus 1000 km Entfernung ankommenden Gesprächströme der Ferntelephonie sind bereits bei 50 Mikroampere nicht zu verstehen; es liegt also bei Ferntelephonie keine Notwendigkeit für noch empfindlichere Messungen vor. Wenn dagegen vielleicht jemand bei der drahtlosen Telegraphie noch empfindlichere Messungen vornehmen will, so würde ich die Anwendung hochempfindlicher Galvanometer empfehlen, welche natürlich einen kleinen Ohmschen Widerstand besitzen müssen.

Meiner Ansicht nach dürfte auch der Halbmikron-Barretter noch nicht die Grenze nach unten für die Barretterdurchmesser darstellen. Wenn man erst einmal die genügende Gewandtheit mit diesen unsichtbar dünnen Drähten sich angeeignet hat, wird man wohl auch mit noch dünneren Drähten arbeiten können, diesbezügliche Versuche sind derzeit im Gange.

Ich hoffe, daß es möglich sein wird auch Drähte mit 0,0001 mm herstellen und für Barretter verwenden zu können.

Die Halbmikron-Barretter brennen in Luft bei beiläufig 3 Milliampere Stromstärke durch. Der Optimum-Grundstrom ist 2,5 Milliampere. Schon vor Erreichung von 3 Milliampere ist der Nullpunkt nicht mehr konstant; der Optimum-Grundstrom fällt also auch in diesem Falle mit dem praktisch anwendbaren Grundstrom zusammen.

Beim Zweimikron-Barretter ist der Optimum-Grundstrom 18 Milliampere und auch hier wird über 20 Milliampere der Nullpunkt inkonstant.

Fig. 3 stellt den Zusammenhang zwischen den Grundstromstärken und jenen Hochfrequenzströmen dar, welche den maximalen Ausschlag von 50^0 am Barretterzeigergalvanometer hervorrufen. Das Optimum liegt bei 2,5 Milliampere Grundstrom.

Wie man sieht, vergrößert sich die Empfindlichkeit mit dem Wachsen des Grundstromes sehr schnell.

Der Widerstand des Barretters beträgt 350 Ohm, jener des Galvanometers 300 Ohm.

Bei den Messungen der drahtlosen Telegraphie können also die Meßsätze nicht direkt in den Antennenkreis eingeschaltet werden. Mit dem Barretterwiderstande kann man bis auf 10 Ohm heruntergehen, doch muß in diesem Falle auch das Galvanometer einen kleinen Ohmschen Widerstand besitzen.

Ich hoffe, daß der Halbmikron-Barretter in vielen Fällen auch dort willkommen sein wird, wo bis jetzt gewissermaßen eine Scheu gegen Hochfrequenzmessungen existiert.

Bei der Konstruktion meines Instrumentes wurde ich von vielen Seiten unterstützt. Ich

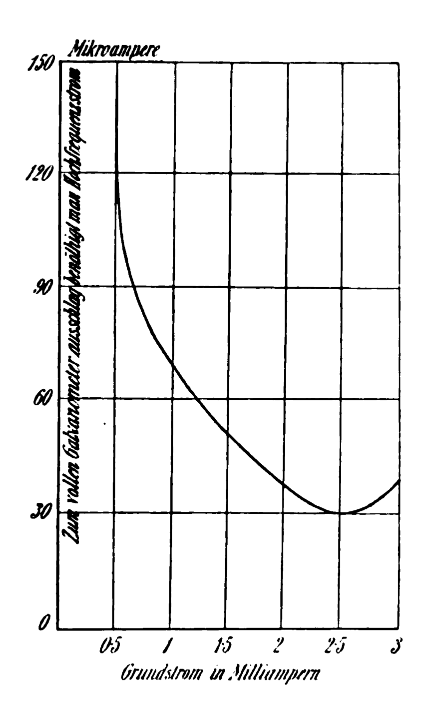


Fig. 3.

halte es daher für meine Pflicht, auch an dieser Stelle meinen Dank zum Ausdruck zu bringen und zwar:

der ungarischen Akademie der Wissenschaften, die mich finanziell unterstützte,

den Herren Obermechaniker Heinrich Tolnai und Gustav Valló, welche die Kunstgriffe beim Arbeiten mit diesem unsichtbaren Material ausfindig gemacht haben,

der Firma W. C. Heraeus in Hanau, die auf meinen Wunsch die Fabrikation von Wollastondrähten auf Stärken von 10 Mikron bis 0,5 Mikron und darunter ausgedehnt hat,

der Firma Robert W. Paul in London, die ihre Galvanometer für tragbare Anordnung ausbildete, sowie allen jenen, die mir mit Ratschlägen behilflich waren.

(Eingegangen 1. Oktober 1909.)

Über die Empfindlichkeit von Barretteranordnungen.

Von Hans Zöllich[1]).

1. Bei Messungen mit dem Barretter wird bekanntlich die Intensität der elektrischen Schwingungen nach der Widerstandsänderung beurteilt, welche die in den Wollastondraht des Barretters hineingeleitete Schwingung durch Erwärmen desselben hervorruft. Man kann

1) Mitteilung aus der physikalischen Versuchsstation Halle-Cröllwitz Nr. 21.



nun prinzipiell alle möglichen Methoden der Widerstandsmessung anwenden. Jedoch die Forderung einer schnellen und bequemen Messung schließt von vornherein die zeitraubenden Nullmethoden aus und verlangt Anordnungen, welche durch einen schnell sich einstellenden Ausschlag eines Galvanometers ein Maß für die Stärke der zu untersuchenden elektrischen Schwingung ergeben. Aber selbst derart umgeformt sind viele der Methoden noch zu umständlich. Nun ist die einfachste Schaltung offenbar die der Wheatstoneschen Brücke, wie sie in der hiesigen Versuchsstation für drahtlose Telegraphie seit längerer Zeit üblich ist. Jedoch wird man in manchen Fällen einige Unbequemlichkeiten mit in Kauf nehmen, wenn man dadurch eine wesentliche Verbesserung der Empfindlichkeit erzielen kann, die einerseits ohne besondere technische Schwierigkeiten erreichbar ist und andererseits nicht beeinträchtigt wird durch stärkeres Hervorheben der immer vorhandenen störenden Nebenumstände (z. B. Thermoströme). Es entsteht also die in dieser Ausdehnung noch nicht behandelte Frage: Wie weit kommt man praktisch mit den einzelnen Anordnungen? Die Berechnungen, die ich auf Veranlassung von Prof. K. E. F. Schmidt darüber anstellte, führten zu dem Ergebnis, daß die Schaltung der Wheatstoneschen Brücke vollkommen ausreicht, ja den komplizierten Anordnungen in mancher Beziehung überlegen ist. Im folgenden soll daher zur Veranschaulichung der Untersuchung die Wheatstonesche Brücke behandelt werden.

2. Ganz allgemein lautet die Aufgabe: es liegt vor ein Barretter mit einer bestimmten Charakteristik $E = E(i)$; gesucht wird diejenige Anordnung und Bemessung der Widerstände in der Schaltung, sowie diejenige Stärke des Meßstromes, welche bei derselben Intensität der in den Barretter hineingeleiteten Schwingung den größten Galvanometerausschlag bewirken, bzw. den stärksten Strom im Galvanometerzweige hervorrufen. Ist i_B der erwähnte Meßstrom im Barretter — er wird in der Regel als Belastungsstrom bezeichnet —, $W(i_B)$ der entsprechende Barretterwiderstand, i_G der Strom im Galvanometerzweig, δi_S die Intensität der elektrischen Schwingung (der Einfachheit halber

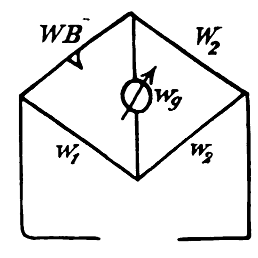


Fig. 1. Schema der Brückenschaltung.

als ungedämpft angenommen), so wird der durch die Schwingung (indirekt) hervorgerufene Strom im Galvanometerzweig auf Grund der Annahme $i_G = f(W_B)$ nach dem Taylorschen Satze folgendermaßen anzusetzen sein:

$$\delta i_G = \frac{d i_G}{d W_B} \delta W_B + \frac{1}{2} \frac{d^2 i_G}{d W_B^2} \delta W_B^2 + \cdots ;$$
$$= \frac{d i_G}{d W_B} \frac{d W_B}{d i_B} \delta i_S \cdots ;$$

also der Ausschlag bei Widerstand w_g des Galvanometers:

$$c = c_0 \sqrt{w_g}\, \delta i_G = c_0 \sqrt{w_g} \frac{d i_G}{d W_B} \frac{d W_B}{d i_B} \delta i_S + \cdots \quad (1)$$

Das soll ein Maximum werden; man hat also die partiellen Differentialquotienten von δi_G, bzw. c nach allen in Betracht kommenden Variabeln gleich Null zu setzen, um die gesuchten ausgezeichneten Werte der letzteren zu erhalten; dabei kann man sich auf das erste Glied beschränken:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{a)} & \frac{\partial}{\partial i_B}\left(\sqrt{w_g} \frac{d i_G}{d W_B} \frac{d W_B}{d i_B}\right) = 0 , \\ \text{b)} & \frac{\partial}{\partial m} \sqrt{w_g} \frac{d i_G}{d W_B} = 0 , \\ \text{c)} & \frac{\partial}{\partial n} \sqrt{w_g} \frac{d i_G}{d W_B} = 0 \\ & - - - - - - - - - \end{array}\right| \quad (2)$$

Hier ist $\frac{d W_B}{d i_B}$ durch die „Charakteristik" gegeben, also unabhängig von der Schaltung und kommt darum in (b), (c) nicht vor, wo $m, n \ldots$ Variable der Schaltung sind, und zwar $w_1 = m W_B$, $W_2 = n W_B$. $\frac{d i_G}{d W_B}$ läßt sich nach den bekannten Kirchhoffschen Regeln für jede gegebene Schaltung leicht berechnen; für die Wheatstonesche Brücke insbesondere ist nach den Bezeichnungen der Fig. 1, wenn auf Stromlosigkeit im Galvanometerzweige abgeglichen ist:

$$\frac{d i_G}{d W_B} = i_B \frac{\frac{W_B + w_1}{w_1} w_2}{w_g (W_B + W_2 + w_1 + w_2) + (W_B + w_1)(W_2 + w_2)}$$
$$= \frac{i_B}{W_B} \frac{1}{k\left(1 + \frac{1}{n}\right) + 1 + m};$$

wo

$$w_2 = m n W_B ,$$
$$w_g = k W_B .$$

Dies eingesetzt in (2) gibt als Maximalbedingung bei Beachtung, daß $m, n, k > 0$:

$$m = 0;\ n = \infty;\ k = \frac{1 + m}{1 + \frac{1}{n}} = 1 .$$

Es ergibt sich also ein idealer, praktisch nicht realisierbarer Fall als Optimum[1]).

3. Die Frage ist nun, wie tief wird die Empfindlichkeit herabgedrückt, wenn man eine Anordnung der Widerstände in den einzelnen Zweigen wählt, die durch Werte von m, n gekennzeichnet ist, welche nur eine sehr grobe Annäherung an den idealen Fall darstellen. Das zeigt uns Fig. 2. Doch sei zuvor die Frage der Galvanometerempfindlichkeit gestreift. Die bisherige Entwickelung galt für Nadelgalvanometer; jedoch kann sie auf die jetzt fast allein gebräuchlichen Spulengalvanometer übertragen werden, nur hat hier k eine andre Bedeutung.

Die Voltempfindlichkeit eines Spulengalvanometers ist um so größer, je kleiner der Widerstand des Gesamtschließungskreises der schwingenden Spule ist[2]). Unter eine gewisse Grenze, den sogen. Grenzwiderstand — eine Instrumentenkonstante — kann man aber nicht heruntergehen, da sonst Kriechen auftritt. In unserem Falle ist der Widerstand des Gesamtschließungskreises

$$W_G = \frac{(W_B + w_1)(W_2 + w_2)}{W_B + W_2 + w_1 + w_2} = W_B \frac{1 + m}{1 + \frac{1}{n}}.$$

Die größte Empfindlichkeit bei gegebener Schaltung ergibt sich also für ein Galvanometer, dessen Grenzwiderstand gleich diesem W_G ist (Spulenwiderstand $w_g = 0$); und der Ausschlag ist $c = c_0 \sqrt{W_G}\, \delta i_G$, so daß die obigen Formeln auch hier gelten:

$$c = c_0 \frac{i_B}{\sqrt{W_B}} \frac{1}{2\sqrt{(1+m)\left(1+\frac{1}{n}\right)}} \frac{d W_B}{d i_B} \delta i_S. \qquad (3)$$

4. Hiernach ist Fig. 2 konstruiert. Man sieht, daß das Maximum des Ausschlages für $m = 0$, $n = \infty$ erreicht ist, daß aber schon $m = 0{,}01$, $n = 100$ so nahe an den Grenzfall herankommen, daß es unsinnig wäre, in der Praxis noch weiter zu gehen. Vielmehr wird man sich sogar mit den Werten $m = 0{,}1$, $n = 10$ begnügen, da dann gegen den sonst üblichen Fall der Gleichheit aller Widerstände: $m = n = 1$ schon eine 82proz. Erhöhung des Ausschlages erzielt wird, während $m = 0{,}01$, $n = 100$ erst eine 96proz. Erhöhung geben.

5. Ferner sprechen gegen die Wahl von extremeren Werten verschiedene Gründe. Zunächst muß man berücksichtigen, daß in den einzelnen Zweigen Thermokräfte entstehen oder durch Erwärmung von Kupferzuleitungen — während einer Versuchsreihe — Widerstandsänderungen zustande kommen können. Daher hat man sich in allen Zweigen beliebige EMK. zu denken und den Einfluß derselben auf den Ausschlag zu berechnen. Es zeigt sich, daß die Vergrößerung von W_2 zu W_B günstig wirkt, insofern als die Wirkung der störenden Einflüsse stark herabgemindert wird, während die Verkleinerung von w_1 gegen W_B schädlich ist infolge Verstärkung der störenden Einflüsse, die um so größer ist, je größer n; $n = 100$ ist wohl schon zu hoch, 10 aber sicher noch niedrig genug. Auch wegen des Quecksilberkontaktes am Brückendraht, der bei Erschütterungen die Abmessungen etwas — sei es auch nur ganz wenig — ändert, darf kein zu großes n genommen werden; die Unruhe des Galvanometers würde zu groß werden.

1) Vgl W. Jaeger, Zeitschr. f. Instrkde. **26**, 1906.
2) Jaeger, Zeitschr. f. Instrkde. 1903.

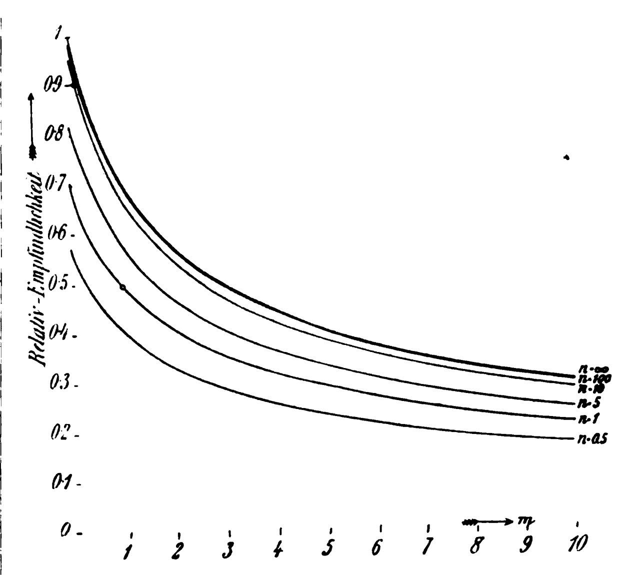


Fig. 2. Die Empfindlichkeit bei allen Widerstandsverteilungen in der Wheatstoneschen Brücke und jeweilig günstigster Galvanometerschaltung.

6. Es sind jetzt noch einige Fehlerquellen zu berücksichtigen, wenn man über die Wheatstonesche Schaltung ein Urteil fällen will; sie könnten sich ja möglicherweise bei andern Methoden vermeiden lassen.

Man beobachtet z. B. häufig ein langsames Wandern des Nullpunktes während einer Versuchsreihe. Das rührt aber zum größten Teil vom Wechsel der Außentemperatur her, der — nachdem die Schaltung abgeglichen war — sicher von großem Einfluß ist, erwärmt doch eine elektrische Schwingung mit 300 mm Ausschlag auf 1 m den Barretter nur um etwa einen Grad.

Diese Fehlerquelle, die natürlich mit der Empfindlichkeit jeder Barretteranordnung wächst, läßt sich nur vermeiden, und das auch ausreichend, durch ein Bad von Paraffinöl, in das der Barretter gestellt wird. Die Thermokräfte, die z. T. an dem Wandern des Nullpunktes schuld sein könnten, sind schon in 5. erwähnt.

7. Es handelt sich jedoch weniger um das

Variieren des Nullpunktes an sich, dieser kann ja stets abgelesen werden, sondern vielmehr darum, ob die Ablesungen trotz der veränderten Verhältnisse untereinander vergleichbar sind. Es zeigt sich, daß die entstehenden Abweichungen unter jede mögliche Fehlergrenze sinken, so daß sogar die abweichenden Verhältnisse von Versuchsreihe zu Versuchsreihe nicht berücksichtigt zu werden brauchen; und die sind so groß, daß die Skala bei einer Einstellung vom vorhergehenden Tage nicht mehr im Fernrohr zu sein braucht. Führt man das auf die Widerstandsänderung des Barretters von W_B zu W_B' zurück, so ergibt die Rechnung:

$$c : c' = W_B' : W_B$$

(c c' die Ausschläge unter sonst gleichen Umständen). Auch wenn man für W_B', W_B die extremsten Werte einsetzt (z. B. 30° Differenz), fallen die Abweichungen unter die Fehlergrenze der Beobachtung, wenn nur jedesmal vorher die Brücke abgeglichen wird. Ferner kann i_B nie genau eingestellt werden, worauf die Notwendigkeit einer stets erneuten Abgleichung z. T. auch zurückzuführen ist. Auch das ist nicht von Belang, weil die Barretter meist ein flaches Optimum der Belastung besitzen (vgl. 10), also an benachbarten Stellen die gleiche Empfindlichkeit (bei sonst gleicher Schaltung) besitzen.

8. Die erwähnten Fehlerquellen finden sich für alle andern Schaltungen, die Wheatstonesche Brücke genügt also. Man könnte aber noch daran denken, mit zwei gleichen Barrettern zu arbeiten in den Zweigen W_B und w_2 und beide mit der gleichen Schwingung zu beschicken. Der Ausschlag würde sich um 100 Proz. vergrößern, aber infolge der stets vorhandenen Verschiedenheiten der Barretter würden die Verhältnisse so kompliziert, daß diese Anordnung für absolute Messungen ganz unbrauchbar wird.

9. Endlich sei noch auf einen Umstand hingewiesen, durch den die Ausschläge in Wirklichkeit nicht so groß werden, wie die Theorie angibt: der Spulenwiderstand des Galvanometers kann technisch nicht unter eine bestimmte Grenze gebracht werden; ferner muß man Galvanometer mit bestimmtem „Grenzwiderstand" benutzen, da nur ein paar Typen konstruiert werden können. Ist der Grenzwiderstand

$$w' = k W_G ,$$

der Spulenwiderstand

$$w_g = l W_G ,$$

wo W_G der verlangte Grenzwiderstand der Theorie, so hat man nach Jaeger (a. a. O.) den berechneten Ausschlag zu multiplizieren mit

(4) $\frac{\sqrt{k}}{1+l}$, um den tatsächlichen zu erhalten.

Beispiel: $w' = 60\ \Omega$ (S. u. H.); $W_G = w_B$, bei $m = 0{,}1$, $n = 10$

$= 100\ \Omega$.

a) $w_g = 30\ \Omega$: $\frac{\sqrt{k}}{1+l} = 0{,}60$.

b) $w_g = 20;\ 15\ \Omega$: $\frac{\sqrt{k}}{1+l} = 0{,}65;\ 0{,}67$, also 8 Proz., 11 Proz. Verbesserung gegen (a).

Mit (3) und (4) hat man die Formeln, um damit die Dämpfungskurven alle auf einen bestimmten Fall zu reduzieren und so untereinander vergleichbar zu machen, auch wenn man mit verschiedenen Schaltungen und Galvanometern gearbeitet haben sollte. Solange also für das in (3) stehende $\delta i s$ bei gedämpften Schwingungen noch nicht die richtige Bedeutung gefunden ist, könnte man $\frac{\delta W_B}{W_B}$ aus jenen Formeln berechnen und diese Werte als die Ordinaten der Resonanzkurven benutzen, worauf die Konstruktion der Dämpfungskurven wie üblich erfolgt. Das wäre wenigstens ein Schritt zu dem Ziel der absoluten Dämpfungsmessungen, indem zunächst der Einfluß der Schaltung auf die Dämpfungswerte eliminiert wird.

10. Wir hatten bisher das Optimum der Wirkung nur so weit betrachtet, als es die Schaltung, speziell die Gleichungen (2) b, c betraf. Daneben steht noch (2) a zur Diskussion, die eine gewisse Unabhängigkeit von jenen hat. Diese Bedingungsgleichung liefert das Optimum $i_{B\,opt}$ des Meßstromes; dies hat, wie experimentell festgestellt ist von K. E. F. Schmidt (diese Zeitschr. **7**, 642f. 1906), einen endlichen Wert, so daß für größere Werte von i_B (noch vor dem Glühen des Drahtes) die Empfindlichkeit wieder abnimmt. Auch das zeigt die theoretische Betrachtung. Aus (2) a folgt sofort:

$$(5)\quad \frac{d^2 W_B}{d i_B^2} = \frac{1}{2}\,\frac{1}{W_B}\left(\frac{d W_B}{d i_B}\right)^2 - \frac{1}{i_B}\,\frac{d W_B}{d i_B},$$

was man graphisch (aus der gegebenen Charakteristik) leicht nach i_B auflösen kann, zumal man statt W_B überall auch schreiben kann: $E(i_B)$.

Halle a. Saale, Dezember 1908.

(Eingegangen 26. September 1909.)

Zur experimentellen Entscheidung zwischen Ätherwellen- und Lichtquantenhypothese. I. Röntgenstrahlung.

Von J. Stark.

1. Stellung des allgemeinen Problems.

Wohl ziemlich allgemein herrscht die Ansicht, daß wenn ein einzelnes Elektron infolge

einer Beschleunigung zum Ausgangspunkt einer Strahlung wird, nach allen Richtungen eine Welle emittiert wird, deren Energiedichte in größeren Abständen von dem Emissionszentrum (einzelnes Elektron) in allen Emissionsrichtungen gleich groß ist. Ich habe bereits an einer anderen Stelle[1]) dargelegt, daß diese Ansicht eine Hypothese (Ätherwellenhypothese) ist und eine Extrapolation von der Erfahrung der raumzeitlichen Superposition der Emission vieler Elektronen auf den elementaren Vorgang der Emission durch ein einzelnes Elektron darstellt.

Eine andere Auffassung von dem elementaren Vorgang der Emission von Strahlung durch ein einzelnes Elektron haben wir aus der Lichtquantenhypothese zu folgern. Nach dieser breitet sich die von einem einzelnen Elektron weggehende elektromagnetische Strahlung nicht auf einen proportional mit dem Quadrat des Abstandes vom Emissionszentrum wachsenden Raum aus, sondern bleibt unabhängig von diesem Abstand auf ein endliches Volumen konzentriert und pflanzt sich nicht in allen Richtungen, sondern nur in einer Richtung vom Emissionszentrum fort, und zwar können wir als Fortpflanzungsrichtung eines Strahlungsquantums die Richtung definieren, in welcher sich der Schwerpunkt der Strahlungsenergie innerhalb des von ihr erfüllten Volumens bewegt.

Der Unterschied zwischen der Ätherwellen- und der Lichtquantenhypothese in der Auffassung des elementaren Vorganges der Emission läßt sich besonders scharf mit Hilfe der elektromagnetischen Bewegungsgröße[2]) formulieren. Es sei $\mathfrak{E}$ der elektrische, $\mathfrak{H}$ der magnetische Feldvektor, $\mathfrak{S}$ der Strahlvektor; als Dichte der elektromagnetischen Bewegungsgröße wird dann die Größe $\mathfrak{g} = \frac{1}{c^2}\mathfrak{S} = \frac{1}{4\pi c}[\mathfrak{E}\mathfrak{H}]$ definiert, wo c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Das Integral $\int \mathfrak{g}\, dv$, ausgedehnt über eine Kugel, in deren Zentrum das emittierende Elektron liegt und deren Fläche die ganze von diesem emittierte Strahlung umschließt, stellt die gesamte emittierte elektromagnetische Bewegungsgröße dar.

Nach der Ätherwellenhypothese ist auch im elementaren Vorgang der Emission die gesamte elektromagnetische Bewegungsgröße Null, ebenso ist während der Emission durch das Elektron die gesamte Kraft auf dieses, nämlich $\frac{d}{dt}\int \mathfrak{g}\, dv$, Null. Und kommt nach dieser Hypothese dadurch Beschleunigung zustande, daß das emissionsfähige Elektron mit einem anderen materiellen Teilchen zusammenstößt, dann bleibt nach ihr die Summe der mechanischen Bewegungsgrößen ($m_1\mathfrak{v}_1 + m_2\mathfrak{v}_2 = \text{const}$) konstant, eine Transformation von mechanischer und elektromagnetischer Bewegungsgröße ineinander ist nicht möglich.

Anders lauten in dieser Hinsicht die Folgerungen der Lichtquantenhypothese. Nach ihr ist die gesamte von einem beschleunigten Elektron weggehende elektromagnetische Bewegungsgröße von Null verschieden und zwar ist ihr absoluter Wert gegeben durch $\frac{h \cdot n}{c}$, wo h das Plancksche Wirkungselement, n die Frequenz bezeichnet; ihre Richtung ist gegeben durch die Bewegungsrichtung des Schwerpunktes des Strahlungsquantums. Demgemäß ist auch während der Emission durch das Elektron die gesamte Kraft auf dieses von Null verschieden; während der Emission üben das Elektron und das von ihm weggehende Strahlungsquantum eine ponderomotorische Wirkung aufeinander aus, und zwar ist hierbei die Kraft, welche das Elektron auf das Strahlungsquantum ausübt, gleich der Gegenkraft, welche es von dessen Seite erfährt. Ist bei einem Zusammenstoß des Elektrons die mit ihm verbundene mechanische Bewegungsgröße $m_1\mathfrak{v}_1$, die Bewegungsgröße des gestoßenen Teilchens $m_2\mathfrak{v}_2$ vor dem Stoß, sind die mechanischen Bewegungsgrößen nach dem Stoße $m_1\mathfrak{v}_1'$, bez. $m_2\mathfrak{v}_2'$ und ist die während des Stoßes emittierte elektromagnetische Bewegungsgröße $\frac{hn}{c^2}\mathfrak{c}$, wo $\mathfrak{c}$ die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schwerpunktes ist, dann gilt gemäß dem Satz von der Erhaltung der Bewegungsgröße die Gleichung

$$m_1\mathfrak{v}_1 + m_2\mathfrak{v}_2 = m_1\mathfrak{v}_1' + m_2\mathfrak{v}_2' + \frac{hn}{c^2}\mathfrak{c}.$$

Verläuft dieser elementare Vorgang im Sinne dieser Gleichung von links nach rechts, so wird mechanische in elektromagnetische Bewegungsgröße transformiert, verläuft der Vorgang im Sinne der Gleichung von rechts nach links, dann wird elektromagnetische in mechanische Bewegungsgröße transformiert.

Bei den Lichtquellen (Flamme, Lichtbogen, Funke, glühender Körper), welche bis jetzt Gegenstand der experimentellen Untersuchung waren und von deren Emissionseigenschaften auf die Emission durch ein elementares Zentrum in der Ätherwellenhypothese extrapoliert wird, kommen durchschnittlich gleich viele atomistische mechanische Bewegungsgrößen von gleicher Größe in allen Richtungen vor; die über einen größeren Teil der Lichtquelle ausgedehnte Summe $\Sigma m\mathfrak{v}$ ist darum bei ihnen durchschnittlich Null und darum im Durchschnitt auch die gesamte elektromagnetische Größe $\int \mathfrak{g}\, dv$ dieses Teiles der Lichtquelle, es wird also nach allen

1) J. Stark, diese Zeitschr. 10, 585, 1909.
2) Vergl. M. Abraham, Theorie der Elektrizität II, S. 23.

Richtungen durchschnittlich gleich viel Strahlung von gleicher Frequenz emittiert.

Es ist möglich, daß wir später Mittel finden werden, die Strahlung eines einzelnen Elektrons für sich isoliert zu beobachten und so unmittelbar an der Erfahrung die obigen Folgerungen aus den zwei miteinander konkurrierenden Hypothesen zu prüfen. Vorderhand ist es uns aber wegen der Kleinheit der dabei ins Spiel tretenden Energiemengen nicht möglich. Indes können wir in Annäherung an den geordneten elementaren Vorgang Versuche anstellen auf Grund folgender Überlegung.

Wir erteilen einer großen Anzahl z von Elektronen eine mechanische Bewegungsgröße in derselben Richtung, nehmen z. B. ein Bündel Kathoden- oder Kanalstrahlen und lassen sie mit materiellen Teilchen zusammenstoßen; es erfahren dann zwar nicht alle Elektronen dieselbe Beschleunigung nach Richtung und Größe, es kommt vielmehr eine große Anzahl verschieden großer und verschieden gerichteter Beschleunigungen vor. Sind die von dem einfallenden Bündel mechanischer Bewegungsgröße gestoßenen Teilchen im Durchschnitt symmetrisch um die Achse des Bündels verteilt, wie im folgenden immer vorausgesetzt sei, dann ist aus Gründen der Symmetrie die Achse des Bündels eine Symmetrieachse für die Verteilung der vorkommenden Beschleunigungen beim Stoß, es kommt also in allen Richtungen, welche den gleichen Winkel mit der Achse des Bündels bilden, durchschnittlich die gleiche Anzahl von gleich großen Beschleunigungen der stoßenden Teilchen vor. Was die Verteilung der Beschleunigungen in bezug auf die Ebene durch den Mittelpunkt des Herdes der Stöße senkrecht zur Achse des einfallenden Bündels mechanischer Bewegungsgröße betrifft, so ist wohl der Fall (Symmetriefall) möglich, daß sie für die Verteilung der Beschleunigungen eine Symmetrieebene ist, daß also in Richtungen, welche einen gleich großen spitzen Winkel mit jener Ebene („Normalebene") bilden, gleich viele gleich große Beschleunigungen vorkommen. Es ist aber auch der Fall (Dissymmetriefall) möglich, daß in Richtungen von bestimmtem spitzem Winkel auf der Vorderseite der Normalebene (Seite des einfallenden Bündels) eine Anzahl von Beschleunigungen liegt, welche verschieden ist von der Anzahl gleich großer Beschleunigungen, die auf der Hinterseite der Ebene liegen und gleichen Winkel mit ihr bilden. In diesem Dissymmetriefall ist also die gerichtete oder geordnete Verteilung der mechanischen Bewegungsgrößen bis zu einem gewissen Maße auch nach den ersten Zusammenstößen der einzelnen Teilchen erhalten.

Für den vorstehenden Fall, daß ein Bündel von Elektronen, welche eine gleich große und gleich gerichtete Bewegungsgröße besitzen, durch Zusammenstoß mit materiellen Teilchen zur Emission von elektromagnetischer Strahlung veranlaßt wird, lassen sich leicht die Konsequenzen aus der Ätherwellen- und der Lichtquantenhypothese ziehen. Im Symmetriefalle ist gemäß beiden Hypothesen die Intensität der vom Stoßherd weggehenden Strahlung für alle Emissionsrichtungen gleich. Gemäß der Ätherwellenhypothese ist auch im Dissymmetriefalle die Strahlung in allen Emissionsrichtungen von gleich großer Intensität und gleicher Frequenz; dagegen ist in diesem Falle gemäß der Lichtquantenhypothese die Strahlung dissymmetrisch in bezug auf die Normalebene sowohl hinsichtlich der Intensität als auch der Frequenz, indem die Intensitäten und Frequenzen der Strahlung in Richtungen verschieden groß sind, welche gleiche Neigung zur Normalebene haben, aber auf verschiedenen Seiten liegen. Es sei z die Anzahl der elementaren einfallenden Bewegungsgrößen, es gilt dann nach der Ätherwellenhypothese auch im Dissymmetriefalle:

$$z\, m_1 \mathfrak{v}_1 + \Sigma m_2 \mathfrak{v}_2 = \Sigma m_1 \mathfrak{v}_1' + \Sigma m_2 \mathfrak{v}_2'$$

oder da $\Sigma m_2 \mathfrak{v}_2 = 0$ gesetzt werden darf: $z\, m_1 \mathfrak{v}_1 = \Sigma m_1 \mathfrak{v}_1' + \Sigma m_2 \mathfrak{v}_2'$ und außerdem $\int \mathfrak{g}\, d v = 0$.

Nach der Lichtquantenhypothese gilt im Dissymmetriefalle:

$$z\, m_1 \mathfrak{v}_1 = \Sigma m_1 \mathfrak{v}_1' + \Sigma m_2 \mathfrak{v}_2' + \Sigma \frac{h n}{c^2} \mathfrak{c}$$

und

$$\int \mathfrak{g}\, d v = \Sigma \frac{h n}{c^2} \mathfrak{c} > 0.$$

2. Das spezielle Problem der Erzeugung von Röntgenstrahlen durch ein Bündel Kathodenstrahlen, störende Nebenwirkungen.

Die einzelnen Elektronen eines Kathodenstrahlbündels mögen alle eine gleich große und gleich gerichtete Geschwindigkeit besitzen; sie sollen normal auf eine dünne Platte eines festen Körpers auffallen. Die einzelnen Elektronen des Bündels erfahren dann an verschiedenen Teilchen des festen Körpers durch die wechselseitigen Kräfte beim Zusammenstoß nach verschiedenen Richtungen verschiedene Beschleunigungen; wir fixieren zunächst die Betrachtung auf die Geschwindigkeitsverteilung unmittelbar nach den ersten Zusammenstößen der einzelnen Kathodenstrahlelektronen. In Fig. 1 sind für diese Spezialisierung schematisch die möglichen Ablenkungen der Kathodenstrahlelektronen dargestellt, die Größe und Richtung der Pfeile gibt die Größe und Richtung ihrer Geschwindigkeit und somit ihrer Bewegungsgröße vor und nach dem ersten Zusammenstoß an. In

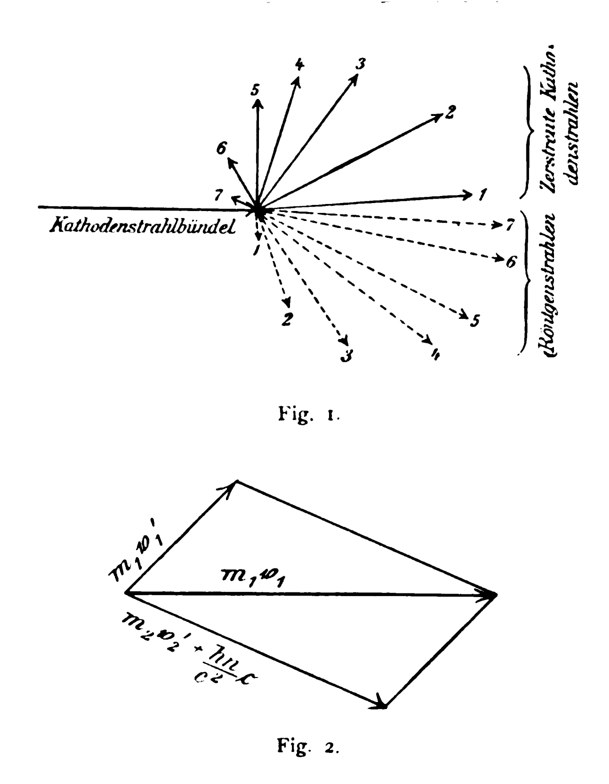


Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 2 ist für einen Fall von Beschleunigung das Vektorenparallelogramm der mechanischen Bewegungsgrößen und der elektromagnetischen Bewegungsgröße des emittierten Strahlungsquantums nach dem Stoße dargestellt, wobei der Einfachheit halber angenommen ist, daß die mechanische Bewegungsgröße des gestoßenen Teilchens vor dem Stoß relativ zu $m_1 v_1$ Null ist. Der Umstand, daß wir über die Bewegungsgröße $m_2 v_2$ des gestoßenen Teilchens nichts wissen, steht der weiteren exakten Diskussion des Phänomens im Wege; wir müssen uns zunächst mit einer Annäherung begnügen, indem wir uns auf die Diskussion des Falles beschränken, daß die mechanische Bewegungsgröße $m_2 v_2$ klein relativ zu $\frac{hn}{c^2}c$ ist. Für diesen Spezialfall sind in Fig. 1 in Gestalt gestrichelter Geraden die Richtungen eingezeichnet, in welchen infolge der Beschleunigung der Elektronen beim Stoß Strahlungsquanten emittiert werden; deren Bewegungsgröße ist proportional der Größe der eingezeichneten Pfeile. Die räumliche Verteilung der Strahlung wird erhalten durch Rotation der unteren Halbebene um die Achse der einfallenden Kathodenstrahlen. Auf den ersten Blick springt bei Betrachtung der Fig. 1 in die Augen, daß in dem idealisierten Spezialfall der Emission von Röntgenstrahlen durch Zerstreuung eines Kathodenstrahlbündels die Verteilung der Emission gemäß der Lichtquantenhypothese dissymmetrisch ist in bezug auf die Ebene (Normalebene) durch den Mittelpunkt des Stoßherdes normal zur Richtung des einfallenden Strahlenbündels; es wird wohl in der Richtung, aber nicht entgegengesetzt der Richtung des einfallenden Kathodenstrahlbündels Röntgenstrahlung emittiert.

Ferner ergibt sich auf Grund der Lichtquantenhypothese noch folgende spezielle Konsequenz für den idealisierten Spezialfall der Emission von Röntgenstrahlen. Für verschieden große Beschleunigungen ist der absolute Wert $\frac{hn}{c}$ der emittierten elektromagnetischen Bewegungsgröße verschieden groß. Da h und c Konstanten sind, so ergibt sich, daß nach verschiedenen Richtungen Röntgenquanten von verschiedener Frequenz, also von verschiedener Absorbierbarkeit bezogen auf das gleiche Material emittiert werden. Die Intensität J_n der Röntgenstrahlung einer bestimmten Frequenz ist demnach eine Funktion des Winkels α zwischen der Emissionsrichtung und der Richtung des einfallenden Kathodenstrahlbündels, der Frequenz n und offenbar auch der Geschwindigkeit v_1 des einfallenden Kathodenstrahlbündels; es ist also zu setzen $J_n = z f(\alpha, n, v_1)$.

Der eben diskutierte Idealfall der Emission von Röntgenstrahlen wird nun in der Wirklichkeit durch Nebenwirkungen beträchtlich modifiziert. Als erste Nebenwirkung ist die Erscheinung ins Auge zu fassen, daß neben der elektromagnetischen Bewegungsgröße des emittierten Röntgenstrahls im allgemeinen gleichzeitig mechanische Bewegungsgröße an dem gestoßenen Teilchen entsteht. Daraus resultiert zwar eine Modifikation der Funktion $f(\alpha, n, v_1)$, indes kann diese Nebenwirkung die oben charakterisierte Dissymmetrie in der Verteilung der Intensität der Röntgenstrahlen nicht völlig verwischen.

Als zweite modifizierende Nebenwirkung kommt in Betracht, daß die einzelnen Elektronen durch den ersten Zusammenstoß im allgemeinen nicht so viel Bewegungsgröße verlieren, daß sie in weiteren Zusammenstößen keine Röntgenstrahlen mehr zu emittieren vermögen. Vielmehr ist der Fall möglich, daß die seitlich oder sogar entgegengesetzt ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkten Kathodenstrahlen bei weiteren Zusammenstößen seitlich und entgegengesetzt der Richtung des einfallenden parallelen Kathodenstrahlbündels Röntgenstrahlen in anderer Richtung als in dem Idealfall emittieren. Diese Röntgenstrahlung von seiten der zerstreuten Kathodenstrahlen kann die Dissymmetrie der Röntgenstrahlung von seiten der primären Strahlen, wenn auch nicht aufheben, so doch unter Umständen beträchtlich verkleinern.

Eine dritte Nebenwirkung kann sich in der Emission von Eigenstrahlung großer Frequenz

von seiten der Atome geltend machen, welche von den primären oder zerstreuten Kathodenstrahlen getroffen werden. Wie ich bereits an früherer Stelle[1]) dargelegt habe, können die Atome der chemischen Elemente durch Kathodenstrahlen oder Röntgenstrahlen zur Fluoreszenz in großen Eigenfrequenzen angeregt werden. Aus der Unordnung zahlreicher elementarer Fluoreszenzemissionen ergibt sich dann, daß die durch Fluoreszenz von einem Körper ausgesandte Röntgenstrahlung nach allen Richtungen von dem Stoßherd (Antikathode) weg durchschnittlich gleich intensiv ist. Diese Fluoreszenzemission der Röntgenstrahlung vermag offenbar die Dissymmetrie der Emission des Idealfalles zwar nicht ganz aufzuheben, sie wird indes das Verhältnis der Intensitäten in und entgegengesetzt der Richtung der Kathodenstrahlen um so kleiner machen, je intensiver sie relativ zur Stoßemission von seiten der primären Kathodenstrahlen ist. Aus den Erfahrungen über die Polarisation der Röntgenstrahlung ist zu schließen, daß die Röntgenstrahlung einer Antikathode aus einem Element von großem Atomgewicht (z. B. Platin) überwiegend Fluoreszenzstrahlung ist. Daraus erklärt sich wohl, daß Röntgen[2]) und Walter[3]) an Antikathoden aus Platin eine Abhängigkeit der Intensität der Röntgenstrahlung von der Emissionsrichtung nicht auffinden konnten. Auch ich erhielt, wie vorweg bemerkt sei, von einer gewöhnlichen Röntgenröhre auf der Vorderseite der Antikathode in allen Emissionsrichtungen gleich große Intensität; die Beobachtung der Intensität erfolgte hierbei in derselben Weise und mit derselben Kassette wie die photographische Aufnahme der Strahlung einer Antikathode aus Holzkohle.

Als störende Nebenwirkung ist endlich die Absorption der Röntgenstrahlung auf ihrem Wege von der Antikathode bis zum Orte der Beobachtung in Betracht zu ziehen. Indem man die Antikathode im Zentrum einer kugelförmigen Röhre von überall gleicher Wandstärke anordnet, erreicht man, daß in allen Emissionsrichtungen die Röntgenstrahlen eine gleich dicke Glasschicht zu durchlaufen haben. Die Röntgenstrahlen gleicher Frequenz werden darum durch Absorption in der Glaswand um den gleichen Bruchteil geschwächt, Röntgenstrahlen verschiedener Frequenz dagegen um einen verschieden großen Bruchteil, und zwar die Strahlen großer Frequenz um weniger als die Strahlen kleiner Frequenz. Würde man streng nur in einer Frequenz beobachten, so würde die Dissymmetrie in der Intensität durch die Absorption in der Glaswand nicht geändert werden. Beobachtet man dagegen ohne Rücksicht auf die Frequenz der Röntgenstrahlen ihre Intensität in dem Maß der von ihnen hervorgebrachten Fluoreszenz oder photographischen Wirkung, so wird durch die Absorption in der Glaswand die Dissymmetrie des Idealfalles vergrößert bez. verkleinert, wenn nach der Vorderseite der Normalebene (entgegengesetzt zu den einfallenden Kathodenstrahlen) mehr bez. weniger Röntgenstrahlen kleiner Frequenz als nach der Rückseite zur Emission kommen. Bei ursprünglich vorhandener Emissionssymmetrie in allen vorkommenden Frequenzen kann dagegen durch die Absorption in der Glaswand keine Dissymmetrie geschaffen werden.

Was oben über den Einfluß der Absorption einer überall gleich dicken kugelförmigen Glaswand gesagt ist, gilt allgemein von jeder absorbierenden Schicht zwischen Emissions- und Beobachtungsort der Röntgenstrahlung; Voraussetzung ist hierbei, daß die Schicht (z. B. Aluminiumblech) überall gleich dick ist und die Form einer Kugelfläche hat, in deren Zentrum der Emissionsort liegt. Diese Voraussetzung ist indes bei den gewöhnlichen Röntgenröhren, was die gleichmäßige Dicke der Glaswand betrifft, nicht erfüllt. Herr Pohl machte mich auf eine Arbeit von Walter (a. a. O.) aufmerksam, in der gezeigt wird, daß bei den gewöhnlichen Röntgenröhren die Dicke der Glaswand in der Nähe des Ansatzrohres, welches die Kathode enthält, beträchtlich größer sein kann als auf der entgegengesetzten Seite der Röhre. Obwohl die von mir bei den nachstehenden Versuchen verwandte Röhre sorgfältig ausgesucht war, zeigte sich auch bei ihr eine Variation der Dicke der Glaswand in der Ebene durch die Richtung der Kathodenstrahlen, in welcher photographisch beobachtet wurde; die Bedingung, daß der Schnitt dieser Ebene mit der oberen Röhrenhälfte kreisförmig sei, war allerdings streng erfüllt. Die Variation der Dicke der Glaswand in dieser Ebene ist aus der nachstehenden Tabelle zu ersehen. Die Emissionswinkel sind gegen die Normalebene gerechnet, und zwar sind die Winkel auf der Vorderseite dieser Ebene mit negativem, diejenigen auf der Rückseite mit positivem Vorzeichen eingetragen.

Tabelle I.

Winkel	Glasdicke mm	Winkel	Glasdicke mm
−68°	1,68	−10°	0,92
−59	1,50	0	0,85
−52	1,32	+11	0,81
−42	1,20	+22	0,82
−35	1,11	+35	0,87
−30	1,11	+48	0,93
−21	1,08	+65	0,95
−16	1,00	+82	0,94

1) J. Stark, diese Zeitschr. 10, 579, 1909.
2) W. C. Röntgen, Wied. Ann. 64, 21, 1898.
3) Walter, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstrahl. 11, 1907.

Kennt man außer der Variation der Dicke a der absorbierenden Schicht ihren Absorptionsindex $\varkappa$ (cm^{-1}) für eine Röntgenstrahlenart, so läßt sich die beobachtete Intensität ($\mathcal{J}$) der Röntgenstrahlung auf die Intensität $\mathcal{J}_0$ für eine überall gleiche Dicke (a_0) korrigieren. Es ist nämlich $\mathcal{J}_0 = \mathcal{J} e^{\varkappa(a-a_0)}$. Diese Korrektion habe ich an den Beobachtungen der Intensität außerhalb der Röntgenröhre vorgenommen. Wie man unten sehen wird, ist allerdings durch sie die direkt beobachtete Variation der Röntgenstrahlung mit der Emissionsrichtung nicht wesentlich verändert worden. Dies geht auch aus dem Vergleich mit den Aufnahmen hervor, bei welchen der Einfluß der Glasabsorption dadurch ausgeschaltet war, daß die photographische Beobachtung der Röntgenstrahlung im Innern der Röntgenröhre selbst erfolgte.

Wichtiger als die Absorption in der Glaswand ist die Absorption der Röntgenstrahlen auf dem Wege, den sie in der Antikathode selbst vom Emissionszentrum weg nach dem Beobachtungsort zurückzulegen haben. Da die in der Röntgenröhre zur Verwendung gelangenden Kathodenstrahlen schon in sehr dünner Schicht nahezu vollkommen absorbiert bez. zerstreut werden, so liegt der Stoßherd der Kathodenstrahlen und somit der Emissionsort der Röntgenstrahlen in der obersten Schicht der Antikathode. Die Antikathode sei eine planparallele Kreisscheibe von der Dicke a, in deren Zentrum auf der Vorderseite das Kathodenstrahlbündel auffällt; die Dicke des Stoßherdes sei Δa; der Winkel der Emissionsrichtung mit der Ebene normal zur Richtung des Kathodenstrahlbündels sei α; die ungeschwächte Intensität der Röntgenstrahlung sei $\mathcal{J}_0$. Wegen der Kleinheit von $\varkappa \Delta a$ können wir dann in der Winkelöffnung von $-\frac{\pi}{2}$ bis $-\delta\alpha$, wo $\delta\alpha$ bei Kleinheit von $\varkappa$ ein sehr kleiner Winkel ist, die Absorption der Röntgenstrahlung vernachlässigen. Von $-\delta\alpha$ bis 0 fällt indes die Intensität abrupt von $\mathcal{J}_0$ auf $\mathcal{J}_0 e^{-\varkappa r}$, wo r der Radius der kreisförmigen, zentral angeordneten Antikathode ist. In der Winkelöffnung von 0 bis $\alpha_r = \operatorname{arc\,tang} \frac{a}{d}$ gilt bei kleinem Wert von $\frac{a}{d}$ mit großer Annäherung $\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 e^{-\varkappa r}$. In der Winkelöffnung von α_r bis $+\frac{\pi}{2}$ gilt

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 e^{-\frac{\varkappa(a-\Delta a)}{\sin\alpha}}$$

oder, wenn Δa klein ist gegen a

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 e^{-\frac{\varkappa a}{\sin\alpha}}.$$

Das Verhältnis der Intensitäten der Röntgenstrahlung in zwei symmetrisch zur Normalebene gelegenen Emissionsrichtungen $-\alpha$ und $+\alpha$ ist demnach $\frac{\mathcal{J}_{(+\alpha)}}{\mathcal{J}_{(-\alpha)}} = \frac{\mathcal{J}_{0(+\alpha)} e^{-\frac{\varkappa a}{\sin\alpha}}}{\mathcal{J}_{0(-\alpha)}}$; ist das Verhältnis $\frac{\mathcal{J}_{0(+\alpha)}}{\mathcal{J}_{0(-\alpha)}}$ größer als 1, wie es die Quantenhypothese für den diskutierten Idealfall fordert, so wird diese Dissymmetrie gemäß obiger Relation durch die Absorption in der Antikathode verkleinert, kann je nach dem Wert von $\varkappa a$ aufgehoben oder sogar umgekehrt werden. In den gewöhnlichen Röntgenröhren ist $\varkappa a$ so groß, daß auf die Rückseite der Normalebene so gut wie keine Strahlung zu einem Beobachter gelangen kann.

3. Methoden.

Auf Grund der vorstehenden Erwägungen traf ich die Versuchsanordnung zur Aufsuchung einer dissymmetrischen Emission der Röntgenstrahlen. Das Wichtigste hierbei war, die Kathode aus einem Material zu wählen, welches die zwei letzten Nebenwirkungen nur beschränkt zur Entwicklung kommen läßt. Kohle aus Buchenholz schien mir in dieser Hinsicht am meisten geeignet. Denn auch wenn die aus ihr hergestellte Antikathode 2 mm dick ist, ist die Absorption der Röntgenstrahlen in ihr sowohl wegen ihres kleinen spez. Gewichtes als auch wegen des kleinen Atomgewichtes des Kohlenstoffs nicht groß. Weiter scheint gemäß der Interpretation, welche ich der Beobachtung Herwegs[1]) über die Polarisation der primären Röntgenstrahlen von einer Kohlenantikathode gab, die Fluoreszenzemission von Röntgenstrahlen bei Kohle nicht intensiv relativ zur Stoßemission zu sein. Endlich kann eine Kohlenantikathode an der Auftreffstelle der Kathodenstrahlen selbst bis zur Hellrotglut erhitzt werden, ohne zu schmelzen.

Die Kohlenantikathode hatte die Form einer planparallelen Kreisscheibe von 20 mm Durchmesser. In der ersten Versuchsreihe betrug die Dicke des inneren Teiles von 16 mm Durchmesser 1 mm, er war umgeben von einem konzentrischen Ring von 2 mm Breite und 2 mm Dicke. Die größere Dicke dieses Ringes war deswegen notwendig, weil in den Rand der Kohlenscheibe eine 1 mm tiefe Nute geschnitten werden mußte; in diese wurde ein 0,4 mm dicker Platindraht gelegt und straff angezogen, seine Enden wurden auf eine Länge von 25 mm umeinander gedreht, so daß die Kohlenscheibe am Rande in Platindraht gefaßt war und durch einen 25 mm langen Stil aus doppeltem Platindraht gehalten wurde. In Fig. 3 ist ein Normalschnitt durch die Kohlenantikathode und ihre Fassung dargestellt. Wie aus ihr zu ersehen ist, wurde der die Kohlenscheibe haltende

1) J. Herweg, Ann. d. Phys. **29**, 398, 1909.

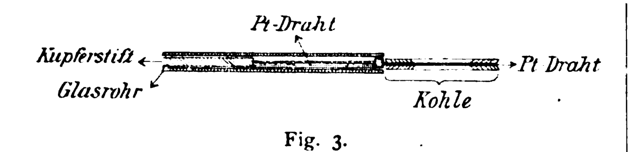


Fig. 3.

Platindraht in einem Kupferstift axial befestigt, dieser selbst wurde in ein eng anliegendes Glasrohr geschoben. In einer zweiten Versuchsreihe war die Kohlenscheibe gleichmäßig 2 mm dick, ihre Befestigung war die gleiche wie zuvor. Diese Form der Kohlenantikathode ist deswegen vorzuziehen, weil sie eine leichtere Berechnung der Absorption in der Kohle für verschiedene Emissionsrichtungen gestattet. Aus diesem Grunde habe ich hier nur die Messungen an Aufnahmen mitgeteilt, welche mit der gleichmäßig 2 mm dicken Kohlenscheibe erhalten wurden. Diese war so aus einem Stück Buchenkohle geschnitten, daß ihre Breitseite parallel den Schichten gleichen Wachstums war; die spez. Dichte der Kohle betrug 0,4 g/cm^{-3}.

Als Röntgenröhre diente eine kugelförmige Glasröhre von 6,5 cm Radius (Fig. 4). Aus

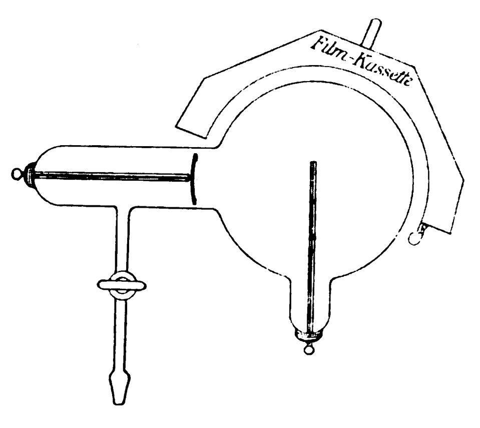


Fig. 4.

einer seitlichen Ansatzröhre (in der ersten Versuchsreihe ohne Schliff, in der zweiten mit Schliff) ragte der Träger der Kohlenantikathode so in die Röhre, daß die Mitte der Kohlenscheibe mit dem Zentrum der Röhre zusammenfiel. In normaler Stellung zur Kohlenscheibe und koaxial mit ihr war in einem zweiten Ansatzrohr eine konkave Aluminiumkathode von 29 mm linearer Öffnung angebracht.

Die Röhre wurde unter Zwischenschaltung eines Hahnes unter Vermeidung einer langen Rohrleitung zu dem Zwecke direkt auf eine Gaedepumpe gesetzt, um aus ihr auch bei niedrigem Druck rasch Gas abpumpen zu können. Die Gaedepumpe arbeitete vorzüglich, ihr Vorvakuum bediente eine zweistiefelige Pfeiffersche Ölpumpe. Es wurde die Röhre zunächst zwei Stunden lang evakuiert, während sie mit einem starken Strom eines großen Induktoriums so belastet wurde, daß sie warm wurde. Dann wurde für kurze Zeit das Induktorium abgestellt oder mit so schwachem Strome betrieben, daß die Pumpe mehr Gas wegschaffen konnte, als aus der Kohlenantikathode entwickelt wurde. Infolgedessen sank dann ziemlich rasch der Gasdruck, der Kathodendunkelraum verlängerte sich, der Querschnitt des Kathodenbündels zog sich auf wenige Quadratmillimeter zusammen, so daß die Kohlenscheibe die ganze auf ihrer Rückseite liegende Glashalbkugelfläche vor Kathodenstrahlen abschirmte. Dagegen zeigte bei weiter steigender Spannung die vordere Hälfte der Glaskugelfläche ziemlich helle Fluoreszenz unter dem Einfluß der an der Vorderfläche der Kohlenantikathode reflektierten Kathodenstrahlen in der scharfen Begrenzung, wie es bei der gewöhnlichen Röntgenröhre beobachtet wird. War dieser Zustand eingetreten, dann glühte die Kohlenscheibe auf ihrer Vorderseite in einer Ausdehnung von 1—3 mm^2 schwach dunkelrot, dann war auch mit Hilfe eines Fluoreszenzschirmes die Emission von Röntgenstrahlen festzustellen; der Hahn nach der Pumpe wurde dann zugedreht, und die Beobachtungen begannen. War durch Gasentwicklung aus der Kohle das Vakuum so schlecht geworden, daß die Emission von Röntgenstrahlen aufhörte, dann wurde der Hahn nach der Pumpe geöffnet, die Belastung der Röhre mit Strom verkleinert oder für kurze Zeit unterbrochen, bis die Röhre wieder so weit evakuiert war, daß sie Röntgenstrahlen lieferte.

Bei längerem Betrieb der Röhre wird die Kohlenscheibe an der Auftreffstelle der Kathodenstrahlen oberflächlich etwas rissig, besonders wenn sie stark belastet wurde. Durch einen Magneten kann man indes die Kathodenstrahlen etwas zur Seite lenken, so daß sie an einer unveränderten Stelle der Kohlenscheibe auffallen.

Bei den meisten Beobachtungen diente als Stromquelle ein großes Induktorium, das mit einem Quecksilberturbinenunterbrecher betrieben wurde. Vor die Röntgenröhre war eine ziemlich harte Ventilröhre gelegt, welche den Schließungsstrom im Sekundärkreis abschnitt. Eine Beobachtungsreihe wurde auch mit einer Influenzmaschine mit 20 Scheiben ausgeführt. Es ergab sich in den Beobachtungen kein Unterschied, mochte die Kathode geerdet oder nicht geerdet sein.

Zur Beobachtung der von den Röntgenstrahlen erregten Fluoreszenz diente ein Bariumplatinzyanürschirm. Dieser war in einer Breite von 3 cm, einer Länge von 25 cm aus einem gewöhnlichen Fluoreszenzschirm für Röntgenstrahlen geschnitten, zu einem Halbkreis ge-

bogen, auf einem Ausschnitt in undurchsichtiger Pappe befestigt; diese war auf einen Holzgestell montiert. Mit diesem wurde der Schirm konzentrisch vor die Röhre gerückt, so daß seine Mantelfläche vertikal stand. Die Röhre selbst war so aufgestellt, daß die Kathode horizontal, der Träger der Kohlenantikathode vertikal stand.

Zur photographischen Beobachtung der Emission der Röntgenstrahlen dienten Agfa-Planfilms von 3,9 cm Breite und 24,5 cm Länge. Sie wurden in eine kreisförmige Kassette aus Messingblech von 8 cm Radius (Fig. 5a) eingelegt, mit einem gleich großen Streifen schwarzen Papiers bedeckt und dann mit einem Rahmen (Fig. 5b) festgeklemmt, der einen

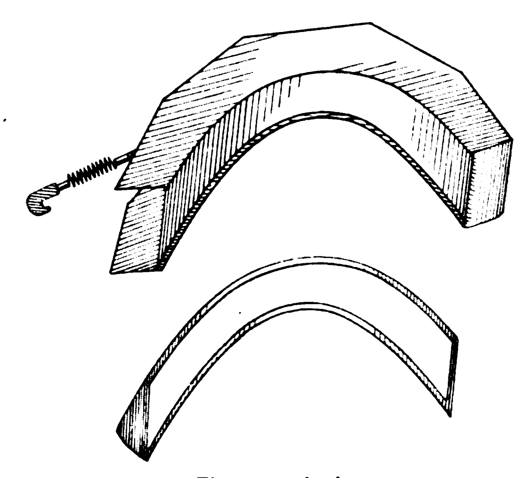


Fig. 5a und 5b.

2,8 cm breiten Ausschnitt besaß; der Rahmen wurde durch einen an einer Feder sitzenden Haken an dem einen Ende gegen ein vorspringendes Widerlager an der Kassette mit seinem anderen Ende festgedrückt. Zwischen Film und den Rahmen konnten gleich große Streifen von 0,4 mm dickem Aluminiumblech gelegt werden, die so mit Ausschnitten versehen waren, daß ein 10 mm breiter Streifen des Films nur mit schwarzem Papier, der folgende 10 mm breite Streifen außerdem noch mit einer Lage von 0,4 mm dickem Aluminiumblech, der folgende 10 mm breite Streifen mit zwei je 10 mm dicken Lagen Aluminiumblech bedeckt war. Die Filmkassette wurde, wie es aus Fig. 4 zu ersehen ist, konzentrisch mit der Röntgenröhre so aufgestellt, daß die Mittellinie des Kreiszylinder-Films in die Symmetrieebene der Röntgenröhre fiel; der Abstand des Films vom Mittelpunkt der Röhre betrug 8 cm. Die Expositionsdauer variierte zwischen 2 und 10 Minuten.

Zur Aufnahme der Intensität der Röntgenstrahlung innerhalb der Röhre selbst diente eine schmale kreisförmige Kassette aus Aluminiumblech von 6,1 cm Radius, 150° Winkelöffnung, 1,1 cm lichter Höhe und 0,15 cm lichter Tiefe. Ihr Normalschnitt ist in Fig. 6 dargestellt. Ein



Fig. 6.

1,1 cm breiter, 16,2 cm langer Filmstreifen wurde in dünnes, lichtdichtes, schwarzes Papier geschlagen, auf die Rückseite des Kassettenschiebers gepreßt und dann mit diesem zusammen in den Kassettenrahmen geschoben. Bei dieser Einrichtung der Kassette war die Vorderseite des Films außer durch schwarzes Papier in der Mitte auf eine Breite von 5 mm durch eine 0,4 mm dicke Aluminiumschicht, an den Rändern auf eine Breite von 4 bez. 2 mm durch eine 0,8 mm dicke Aluminiumschicht abgedeckt. Auf dem Film kam somit Röntgenstrahlung zur Beobachtung, welche eine 0,4 mm dicke Aluminiumschicht passiert hatte, und Röntgenstrahlung, welche durch eine doppelt so dicke Schicht gegangen war.

Die mit dem Film beschickte Aluminiumkassette wurde durch die Schliffรöffnung in die Röntgenröhre eingeführt, symmetrisch in die Ebene durch Kathode und Stil der Antikathode gebracht. Darauf wurde die Röhre so, daß die Kassette unten lag, die Kohlenantikathode von oben her in die Röhre ragte, an die Pumpe gesetzt. Zwischen Pumpe und Röhre lag ein kleines Gefäß mit frischem Phosphorpentoxyd. Infolge davon, daß der Film im Innern der Röhre lange Zeit hindurch Wasserdampf abgab, dauerte es lange, bis der Druck in der Röhre so klein geworden war, daß die Röhre Röntgenstrahlen lieferte. Es mußte mindestens 7 Stunden lang gepumpt werden, bis die Röhre in diesem Zustand war. Auch dann wurde noch kein hohes Vakuum erzielt, es konnte also nur mit weichen Röntgenstrahlen für relativ kleinen Kathodenfall gearbeitet werden; um so mehr, als während des Vorpumpens die Röhre nicht mit Strom beschickt, also die Kohlenantikathode nicht entgast wurde. Ich wollte nämlich irgendwelche Wirkungen der Entladung auf den Film vor der Entwicklung der Röntgenstrahlung ausschließen.

In der Objektivität und in der Möglichkeit quantitativer Beobachtung liegt ein großer Vorzug der photographischen Methode gegenüber der Fluoreszenzmethode. Dagegen ist diese jener in der Kürze der Beobachtungsdauer überlegen. Ein Mangel beider Methoden liegt darin, daß sie nur ein rohes Maß für die Intensität der Röntgenstrahlen liefern und nicht eine

Differenzierung von Strahlen verschiedener Frequenz gestatten.

4. Beobachtungen.

Sowohl die Fluoreszenz- wie die photographische Methode lieferte von Anfang an und gleichmäßig deutlich in allen weiteren Beobachtungen das Resultat, daß die Verteilung der Intensität der Röntgenstrahlen dissymmetrisch ist in bezug auf die Ebene (Normalebene) durch den Stoßherd normal zur Richtung der einfallenden Kathodenstrahlen in der Weise, daß die Emission nach der Vorderseite dieser Ebene, also entgegengesetzt der Richtung der Kathodenstrahlen kleiner ist als nach der Rückseite dieser Ebene, also in der Richtung der Kathodenstrahlen.

Auf den ersten Blick fällt bei Betrachtung der außerhalb und innerhalb der Röhre erhaltenen Photogramme außer der Dissymmetrie der Schwärzung der bei dem Winkel Null die Photogramme normal durchziehende ungeschwärzte Streifen auf, der auf dem Fluoreszenzschirm einem dunklen Strich von äquivalenter Breite entsprach. Er stellt offenbar das Schattenbild des 0,4 mm dicken Platindrahtes dar, welcher die Kohlenscheibe am Rande umfaßte und sie hielt.

Weiter fällt an den Photogrammen, welche mit der gleichmäßig dicken Kohlenscheibe erhalten wurden, auf, daß die Schwärzung von der Seite der positiven Winkel her nach Überspringen des Platindrahtschattens sich zunächst in abnehmender Dichte in das Gebiet der negativen Winkel hinein fortsetzt, dann aber ziemlich rasch ansteigt, um darauf wieder abzunehmen.

Diese Partie geringerer Schwärzung zwischen dem Platindrahtschatten und dem raschen Anstieg der Schwärzung wird offenbar von denjenigen Röntgenstrahlen hervorgebracht, welche in dem Winkelfeld zwischen der Ebene der vorderen Kohlenoberfläche und der Kegelfläche verlaufen, deren Spitze in dem Stoßherd der Kathodenstrahlen liegt und deren Mantellinien den die Kohle umfassenden Platindraht berühren. Die Stelle des starken Anstieges der Schwärzung an der Grenze dieses Selbstschattens der Kohlenantikathode entspricht demnach der Emissionsrichtung $\alpha = 0$.

An drei der besten Aufnahmen wurden die Schwärzungen mit Hilfe des Hartmannschen Mikrophotometers bestimmt. In der Tabelle II sind die Messungen an einem Photogramm reproduziert, das mit der Messingkassette (Fig. 5) außerhalb der Röhre erhalten wurde; ein Drittel der Filmbreite war hierbei mit 0,4 mm dickem Aluminiumblech das zweite Drittel mit zwei Lagen von je

Tabelle II.

Marke cm (Radius 8 cm)	Schwärzg. unter 0,8 mm Al	Schwärzung unter 0,4 mm Al		Schwärzung ohne Al
	Beob. Schwärzg. S_b	Beob. Schwärzg. S_b	$S_r = S_b - 0,412$	Beob. Schwärzung S_b
1	0,405	0,455	0,043	0,603
1,5	0,455	0,474	0,062	0,665
2	0,430	0,512	0,100	0,747
2,5	0,487	0,535	0,123	0,763
3	0,491	0,585	0,173	0,870
3,5	0,488	0,612	0,200	0,927
4	0,496	0,650	0,238	1,000
4,5	0,535	0,710	0,298	1,046
5	0,547	0,710	0,298	1,101
5,5	0,575	0,739	0,327	1,125
6	0,580	0,756	0,344	1,131
6,6	0,592	0,774	0,352	1,177
7	0,602	0,820	0,408	1,200
7,5	0,642	0,909	0,497	1,240
8	0,684	0,964	0,552	1,307
8,5	0,715	0,999	0,587	1,397
7,75	0,708	1,030	0,618	1,413
9	0,721	0,098	0,586	1,372
9,25	0,637	0,833	0,421	1,227
9,5	0,642	0,899	0,487	1,238
9,75	0,665	0,908	0,496	1,194
10	0,425	0,412	0,000	0,589
10,25	0,375	0,600	0,188	0,971
10,5	0,624	0,903	0,491	1,274
10,75	0,680	0,967	0,555	1,320
11	0,694	0,970	0,558	1,318
11,25	0,733	0,990	0,578	1,357
11,5	0,767	1,015	0,603	1,400
12	0,772	1,046	0,634	1,465
12,5	0,776	1,064	0,652	1,479
13	0,845	1,086	0,674	1,496
13,5	0,796	1,065	0,653	1,503
14	0,740	1,083	0,671	1,516
14,5	0,748	1,078	0,656	1,540
15	0,773	1,078	0,666	1,522
15,5	0,729	1,065	0,653	1,506
16	0,755	1,044	0,632	1,480
16,5	0,740	1,050	0,638	1,485
17	0,735	1,035	0,623	1,490
17,5	0,694	1,020	0,608	1,434
18	0,725	1,000	0,588	1,426
18,5	0,739	1,998	0,586	1,398
19	0,718	1,003	0,591	1,409
19,5	0,678	1,005	0,593	1,417
20	0,655	0,979	0,567	

0,4 mm dickem Aluminiumblech bedeckt, das dritte, in der Mitte liegende Drittel war nur mit schwarzem Papier bedeckt. In der Tabelle III sind die Messungen an einem Photogramm wiedergegeben, welches im Innern der Röhre mit der oben beschriebenen schmalen Aluminiumkassette erhalten wurde.

In erster Annäherung darf man wohl die Annahme machen, daß die von Röntgenstrahlen in einer photographischen Schicht veranlaßte Schwärzung proportional der absorbierten Röntgenstrahlenenergie ist. Diese selbst ist freilich abhängig von der Art der Strahlung, sie ist unter sonst gleichen Umständen für weiche Röntgenstrahlen größer als für harte. Wir wollen indes zunächst von der Abhängigkeit der Schwärzung vom Absorptionsindex einer Röntgenstrahlenart absehen.

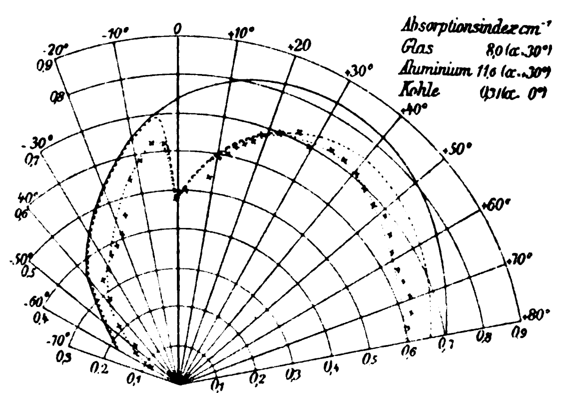
Tabelle III.

Marke cm	Schwärzung unter 0,8 mm Al		Schwärzung unter 0,4 mm Al	
(Radius 6,1 cm)	Beob. Schwärzung S_b	$S_r = S_b$ —1,050	Beob. Schwärzung S_r	$S_r = S_b$ —1,100
1	1,140	0,090	1,457	0,357
1,5	1,135	0,c85	1,457	0,357
2	1,160	0,110	1,475	0,375
2,5	1,186	0,136	1,506	0,406
3	1,188	0,138	1,519	0,419
3,5	1,232	0,182	1,534	0,434
4	1,201	0,152	1,567	0,467
4,5	1,250	0,200	1,600	0,500
5	1,280	0,230	1,647	0,547
5,5	1,360	0,310	1,636	0,536
6	1,325	0,275	1,673	0,573
6,25	1,300	0,250	1,672	0,572
6,5	1,280	0,230	1,685	0,585
6,75	1,345	0,205	1,656	0,556
7	1,310	0,260	1,682	0,582
7,25	1,275	0,225	1,573	0,473
7,5	1,270	0,220	1,510	0,410
7,75	1,230	0,200	1,425	0,325
8	1,050	0,000	1,100	0,000
8,25	1,207	0,157	1,493	0,393
8,5	1,255	0,205	1,512	0,412
8,75	1,267	0,217	1,573	0,473
9	1,268	0,218	1,596	0,495
9,25	1,334	0,284	1,645	0,545
9,5	1,328	0,278	1,648	0,548
9,75	1,387	0,337	1,669	0,569
10	1,350	0,300	1,690	0,590
10,5	1,402	0,352	1,754	0,654
11	1,376	0,326	1,714	0,614
11,5	1,370	0,320	1,745	0,645
12	1,350	0,300	1,742	0,642
12,5	1,361	0,311	1,770	0,670
13	1,307	0,257	1,738	0,638
13,5	1,336	0,286	1,724	0,624
14	1,376	0,326	1,738	0,638

Die beobachtete Schwärzung (S_b) ist gleich der Summe aus der (reduzierten) Schwärzung (S_r) durch die Röntgenstrahlung und der Schwärzung infolge von Schleier oder diffuser Sekundärstrahlung zu setzen. Als Wert für die letztere Schwärzung nahm ich die geringste Schwärzung im Platindrahtschatten auf dem Photogramm an. Besonders die im Innern der Röhre erhaltenen Photogramme zeigten starken Schleier, wahrscheinlich infolge der scharfen Austrocknung.

Um die Schwärzungen der Tabelle II auf gleichmäßige Absorption in der Glaswand korrigieren zu können, bestimmte ich den Absorptionsindex für Glas, indem die in der Emissionsrichtung $\alpha = 30^0$ liegende Partie des Films zum Teil mit 0,4 mm dickem Glas von derselben Herkunft wie die Röntgenröhre bedeckt und die Schwärzung einer bedeckten und einer unbedeckten Stelle ermittelt wurde. Das hierbei erhaltene Photogramm zeigte die gleiche Variation der Schwärzung wie das Photogramm der Tabelle II. Der Absorptionsindex des Glases ergab sich zu 8 cm^{-1}. Der Absorptionsindex der Kohle der Antikathode konnte aus jedem Photogramm selbst in folgender Weise ermittelt werden. Es bezeichne $S_{(-\delta\alpha)}$ die maximale Schwärzung (reduziert) dicht neben der oben definierten Emissionsrichtung $\alpha = 0^0$, $S_{(+\delta\alpha)}$ die minimale Schwärzung dicht neben dieser Richtung, dann ist der Absorptionsindex der Antikathodekohle

$$x = \frac{\lg S_{(-\delta\alpha)} - \lg S_{(+\delta\alpha)}}{r \lg e}$$

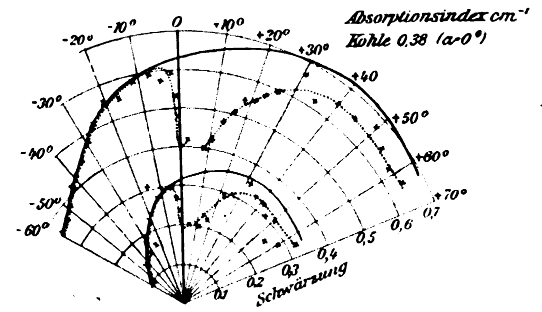


Aufnahme außerhalb der Röhre, Strahlung durch 0,81-1,50 mm Glas u. 0,4 mm Alum. Schwärzungskurve .... beobachtet, ---- Glasabsorpt. korrig., —— Glas- u. Kohleabsorpt. korrig.

Fig. 7.

In Figur 7 sind die reduzierten Schwärzungen der Tabelle II für eine Lage Aluminiumblech in den ihnen zugehörigen Emissionsrichtungen graphisch eingetragen; neben der beobachteten Schwärzungskurve ist die Schwärzungskurve für gleichmäßige Glasabsorption (Glasdicke 0,81 mm) eingetragen und die Schwärzungskurve für gleichmäßige Absorption im Glas und für die Absorption Null in der Kohleantikathode.

In Fig. 8 sind in ähnlicher Weise die reduzierten Schwärzungen der Tabelle III dargestellt. Hier war lediglich die Korrektion auf die Absorption Null in der Kohleantikathode notwendig.



Aufnahme im Innern der Röhre, Strahlung durch 0,4 bez. 0,8 mm Alum. Schwärzungskurven .... beobachtet, —— Kohleabsorpt. korrig.

Fig. 8.

Beim Vergleich der Figuren 7 und 8 fällt zunächst die Übereinstimmung sowohl der korrigierten wie der nichtkorrigierten Schwärzungskurven der zwei Photogramme auf, von denen das eine im Innern, das andere außerhalb der Röntgenröhre gewonnen wurde.

Die ausgezogenen (korrigierten) Schwärzungskurven der zwei Figuren lassen deutlich erkennen, daß die Intensität der Emission der Röntgenstrahlung, gemessen in photographischer Wirkung, in der Weise dissymmetrisch ist in bezug auf die Ebene durch den Stoßherd des erzeugenden Kathodenstrahlbündels normal zu dessen Richtung, daß nach der Rückseite dieser Normalebene, also in der Richtung der Kathodenstrahlen, an einer Kohleantikathode beträchtlich mehr Röntgenstrahlung emittiert wird als nach der Vorderseite der Normalebene, also entgegengesetzt der Richtung der Kathodenstrahlen.

Aus den Messungen an dem im Innern der Röhre erhaltenen Photogramm (Tabelle III, Fig. 8) läßt sich noch ein weiteres Resultat entnehmen. Berechnet man für eine jede Emissionsrichtung den Absorptionsindex für Aluminium von 0,4 auf 0,8 mm Dicke gemäß der Relation

$$\varkappa_{\alpha} = \frac{\lg S_{\alpha(0,4)} - \lg S_{\alpha(0,8)}}{0{,}04 \lg e},$$

so ergibt sich der Absorptionsindex als Funktion der Emissionsrichtung. Wie aus der Fig. 9

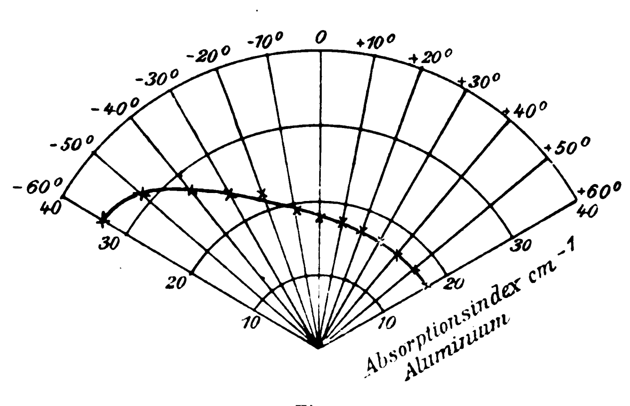


Fig. 9.

zu ersehen ist, besteht auch hinsichtlich des Absorptionsindex der von einer Kohleantikathode emittierten Röntgenstrahlung eine beträchtliche Dissymmetrie in bezug auf die Normalebene; es ist nämlich die Röntgenstrahlung nach der Vorderseite der Normalebene absorbierbarer als diejenige nach der Rückseite.

Es war meine Absicht, die Abhängigkeit der Intensität und des Absorptionsindex der Röntgenstrahlen von der Emissionsrichtung für beträchtlich voneinander verschiedene, während einer Aufnahme indes konstante Werte des Kathodenfalls zu untersuchen. Bei der benutzten Anordnung war mir dies indes noch nicht möglich, da der Gasdruck während der Aufnahme infolge von Gasentwicklung aus der Holzkohle in nicht zu beherrschender Weise schwankte.

5. Folgerungen.

Die vorstehenden Beobachtungen haben ergeben, daß die Emission von Röntgenstrahlen durch eine Kohlenantikathode in bezug auf die Normalebene dissymmetrisch ist sowohl hinsichtlich der Intensität als auch des Absorptionsindex. Es ist möglich, daß dies Resultat durch eine Fehlerquelle vorgetäuscht ist, welche mir entgangen ist; und ich möchte diejenigen, welche das Hereinspielen einer bestimmten Fehlerquelle vermuten, bitten, mich darauf aufmerksam zu machen, damit ich sie bei weiteren Versuchen mit verbesserten Mitteln berücksichtigen kann.

Hält man die Dissymmetrie der Emission von Röntgenstrahlen durch ein Kathodenstrahlbündel experimentell für sichergestellt, so sind aus diesem Phänomen in theoretischer Hinsicht verschiedene Folgerungen zu ziehen. Freilich kann man ihm gegenüber einer Entscheidung zwischen Ätherwellen- und Lichtquantenhypothese ausweichen, indem man erklärt, mit der Röntgenstrahlung sei es eine eigene Sache, es sei fraglich, ob sie eine polarisierbare elektromagnetische Strahlung von Lichtgeschwindigkeit oder ob sie eine korpuskulare Strahlung, etwa gemäß der Braggschen Hypothese eine Strahlung von neutralen Paaren (positives und negatives Elektron) sei.

Stellt man sich indes auf den Standpunkt, daß die Röntgenstrahlung eine elektromagnetische Strahlung ist, welche sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet und polarisierbar ist, dann ist man durch zwei Tatsachen vor die Entscheidung zwischen der Ätherwellen- und die Lichtquantenhypothese gestellt. Die eine Tatsache ist, daß ein Kathodenstrahlbündel, wenn seine Elektronen durch Zusammenstoß zur Änderung ihrer mechanischen Bewegungsgröße gezwungen sind, nicht nach allen Richtungen Röntgenstrahlung gleicher Intensität und gleicher Absorbierkeit zur Emission bringt, sondern nach der Rückseite der Normalebene Strahlen größerer Intensität und kleinerer Absorbierbarkeit als in entgegengesetzter Richtung. Die zweite Tatsache[1]), auf deren Bedeutung für die Strahlungstheorie[2]) vor einiger Zeit von mir aufmerksam gemacht wurde, ist die Erscheinung, daß Röntgenstrahlen auch in großen

1) E. Dorn, Abh. d. Naturf.-Ges. Halle **22**, 39, 1900; A. Bestelmeyer, C. R. **130**, 1013, 1907.
2) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 579, 1909.

Abständen von ihrem Emissionszentrum Kathodenstrahlen zur Emission bringen, deren Energie von der Ordnung der Energie des einzelnen primären Kathodenstrahlelektrons ist, welches für sich einzeln Röntgenstrahlung emittiert. Beide Tatsachen sind wohl kaum mit Hilfe der Ätherwellenhypothese zu deuten, wohl aber mit Hilfe der Lichtquantenhypothese, nämlich mit der Hypothese, daß die elektromagnetische Strahlungsenergie nicht gleichmäßig nach allen Richtungen in dem hypothetischen Medium Äther sich ausbreitet, sondern auf ein endliches Volumen um ihren mit Lichtgeschwindigkeit sich bewegenden Schwerpunkt konzentriert bleibt.

Wenn man die Dissymmetrie der Emission von Röntgenstrahlen in bezug auf die Normalebene hinsichtlich der Intensität und der Absorbierbarkeit für erwiesen hält, liegt es nahe nach verwandten Phänomenen zu suchen.

Die Umkehrung des Phänomens der Emission von Röntgenstrahlen durch Kathodenstrahlen ist die Emission sekundärer Kathodenstrahlen durch Absorption von Röntgenstrahlen. Es ist zu vermuten, daß, wenn Röntgenstrahlen in einer dünnen Platte eines Körpers absorbiert werden, auf der Rückseite der Normalebene (Ebene durch Absorptionsherd normal zur Einfallsrichtung der Röntgenstrahlen) mehr sekundäre Kathodenstrahlen austreten als auf der Vorderseite[1]). Ferner dürften die nach der Vorderseite emittierten Kathodenstrahlen durchschnittlich eine kleinere Geschwindigkeit haben als die nach der Rückseite emittierten Kathodenstrahlen.

Die β-Strahlen der Radioelemente sind schnelle Kathodenstrahlen, die γ-Strahlen wahrscheinlich Röntgenstrahlen großer Frequenz. Gemäß Analogie ist zu folgern, daß die β-Strahlen bei ihrem Auftreffen auf die Atome eines festen Körpers sehr wenig γ-Strahlen entgegengesetzt ihrer Richtung, wohl aber merkliche γ-Strahlung nach der Rückseite der Normalebene zur Emission bringen. Umgekehrt dürften die γ-Strahlen der Radioelemente bei ihrer Absorption in festen Körpern mehr und schnellere sekundäre β-Strahlen in als entgegengesetzt ihrer Richtung zur Emission bringen.

In einer besonderen Untersuchung soll die hier auf Grund der Lichtquantenhypothese entwickelte Theorie der Emission von elektromagnetischer Bewegungsgröße infolge des Stoßes von Elektronen angewendet werden auf die Lichtemission im Wellenlängengebiete 450—250 $\mu\mu$.

1) Die obige Folgerung haben die Herren Meyer und Steubing aus meinen Beobachtungen gezogen und experimentell zu prüfen unternommen.

Aachen, Technische Hochschule, 5. November 1909.

(Eingegangen 16. November 1909.)

Absorption, Fluoreszenz und magnetische Drehung des Natriumdampfes im Ultraviolett. (The Ultra-violet Absorption, Fluorescence and Magnetic Rotation of Sodium Vapour[1])).

Von R. W. Wood.

Die vorliegende Arbeit behandelt die optischen Eigenschaften des Natriumdampfes im Ultraviolett. Sie bildet eine Fortsetzung zu einer ausgedehnten Reihe von Arbeiten, die ich bereits über diesen merkwürdigen Metalldampf veröffentlicht habe.

Für das richtige Verständnis des Verhaltens dieses Dampfes im Ultraviolett wird ein kurzer Überblick über seine Eigenschaften im sichtbaren Gebiete erforderlich sein.

Die Absorption ist von zweierlei Typus. Eine Balmersche Serie von Doppellinien beginnt mit den D-Linien und erstreckt sich weit ins Ultraviolett. Von dieser Serie waren vor der Veröffentlichung meiner letzten Arbeit über diesen Gegenstand[2]) nur sieben Glieder bekannt. Damals war es mir gelungen, die Zahl auf etwa 30 zu erhöhen, und seither habe ich unter Verwendung eines großen Quarzspektrographen diese Zahl auf 48 gesteigert. Die Wellenlängen, wie sie sich aus den Messungen an den neuen Platten ergeben, sind in der folgenden Tabelle angegeben. Ausführliche Einzelheiten über die Arbeit sind im Märzheft

Wellenlängen der Linien in der Balmerschen Serie des Natriumdampfes.

n	λ in Å.-E.		n	λ in Å.-E.
3	5896,16	Ältere Beobachtungen	26	2422,04
	5890,19		27	2421,29
4	3303,07		28	2420,60
	3302,47		29	2420,02
5	2852,91		30	2419,50
6	2680,46		31	2419,00
7	2594,05		32	2418,44
8	2543,82		33	2418,09
9	2512,15		34	2417,71
10	2490,70		35	2417,38
11	2475,60		36	2417,10
12	2464,53		37	2416,80
13	2456,02		38	2416,56
14	2449,46		39	2416,33
15	2444,24		40	2416,11
16	2440,06		41	2415,89
17	2436,70		42	2415,70
18	2433,85		43	2415,52
19	2431,43		44	2415,37
20	2429,42		45	2415,21
21	2427,72		46	2415,06
22	2426,28		47	2414,94
23	2425,00		48	2414,78
24	2423,88		49	2414,64
25	2422,90		50	2414,50

1) Auch veröffentlicht in Phil. Mag. **18**, 530, 1909.
2) R. W. Wood, An Extension of the Principal Series of the Sodium Spectrum. Phil. Mag. (6) **16**, 945, 1908; vergl. auch R. W. Wood, Die vollständige Balmersche Serie im Spektrum des Natriums. Diese Zeitschr. **10**, 88, 1909.

des Astrophysical Journal vom Jahre 1909 zu finden. Diese Balmersche Serie ist die vollständigste, die bisher beobachtet worden ist, denn im Spektrum des Wasserstoffes auf der Erde erscheinen nur 12 Linien, und in dem des Wasserstoffes auf der Sonne deren 30.

Wie aus der Tabelle ersichtlich wird, fallen die letzten 22 Linien, also nahezu die Hälfte der ganzen bislang beobachteten Serie, in ein Spektralgebiet, das nicht breiter ist als der Abstand zwischen den *D*-Linien!

Kayser gibt auf S. 521 (Handbuch der Spektroskopie, III) die Konstanten der Balmerschen Formel für die Natriumserie an, wie sie sich aus den 7 damals bekannten Linien ergeben.

Diese 7 Linien lassen sich durch den Ausdruck

$$10^8 \lambda^{-1} = 41496{,}34 - 127040\, n^{-2} - 843841\, n^{-4}$$

gut darstellen.

Auf Grund der nunmehr verfügbaren vollständigen Serie wird eine Neubestimmung der Konstanten erforderlich sein.

Ich habe die Wellenlängen der 32. und 50. Linie nach der Formel berechnet und 2417,5 Å.-E. statt des beobachteten Wertes 2418,44 Å.-E., sowie 2415,2 Å.-E. statt 2414,5 Å.-E. erhalten. Die berechneten Werte sind also von den beobachteten um einen Abstand gleich dem zwischen 4 von den Linien an der betreffenden Stelle entfernt.

Photogramme der Serie sind auf Tafel XXI wiedergegeben. Fig. 1 ist eine Vergrößerung, welche die Linien von $n = 12$ bis $n = 40$ zeigt. Die letzten zehn Glieder liegen zu eng beieinander, um hervorzutreten. Fig. 2 ist in natürlicher Größe wiedergegeben und zeigt die Serie von $n = 8$ an. Als Lichtquelle diente der Kadmiumfunken, und das Eisenspektrum wurde als Vergleichsspektrum auf derselben Platte in der Weise aufgenommen, daß das Bild des Bogens unmittelbar unterhalb des Punktes auf den Spalt entworfen wurde, der von dem Lichte des Funkens nach seinem Durchgange durch den Natriumdampf beleuchtet wurde.

Es ist äußerst interessant zu bemerken, daß eine allgemeine Absorption am Kopfe der Serie beginnt und sich bis an das Ende des Spektrums erstreckt. Mit anderen Worten: Der Dampf ist für das Licht zwischen den Linien der Serie viel durchlässiger als in dem Gebiete unterhalb des Kopfes. Das steht im Einklange mit der verzeichneten Beobachtung eines schwachen kontinuierlichen Emissionsspektrums unterhalb des Kopfes der Serie beim Wasserstoff der Sonne. Fig. 3 zeigt eine Reihe von Spektren, die mit allmählich wachsender Dichte des Dampfes aufgenommen worden sind, und in denen die vollständige Balmersche Serie mit Ausnahme des ersten Gliedes ($n = 3$), der *D*-Linien, erscheint, deren Lage jedoch angedeutet ist. Mit zunehmender Dichte des Dampfes erscheinen die höheren Glieder der Reihe, und die unteren Glieder gehen in den sie begleitenden kannelierten Spektren unter.

Diese kannelierten Spektren sind dem die *D*-Linien begleitenden analog, also dem, welches ich früher in bezug auf Fluoreszenz und magnetische Drehung untersucht habe. Sie unterscheiden sich indessen von ihm in einem Punkte. Das kannelierte Spektrum im sichtbaren Gebiete besteht aus zwei Teilen, wie aus Fig. 4 ersichtlich wird. Das Spektrum „*d*" wurde bei mäßiger Dichte des Dampfes aufgenommen. Die Lage der *D*-Linien ist angedeutet, obwohl sie sich im vorliegenden Falle zu einer sehr breiten Bande erweitert haben. Ein kanneliertes Spektrum erscheint im Rot, Orange und Gelb, und ein anderes im Grünblau, während das gelbgrüne Gebiet frei durchgelassen wird. Mit zunehmender Dichte des Dampfes breitet sich der rotorange Teil über und unter die *D*-Linien hinaus aus, während der blaugrüne nach der anderen Richtung hin vordringt, so daß sich beide gelegentlich bei der Wellenlänge 5500 Å.-E. treffen, woselbst eine breite verwaschene Bande auftritt, die im Spektrum „*b*" eben erscheint und im Spektrum „*a*" sehr deutlich sichtbar ist. Diese Stelle scheint der „Schwerpunkt" zwischen den beiden die *D*-Linie begrenzenden kannelierten Spektren zu sein, wenn wir den Ausdruck „Schwerpunkt" hier anwenden dürfen. Mit einem Spektroskop von geringer Dispersion sieht man nur eine enge grüne Doppellinie an der Stelle, sowie das äußerste Violettblau, während alles übrige abgeschnitten ist. Die Farbe des durchgehenden Lichtes ist von derselben Tiefe und ungefähr von derselben Farbe wie die des durch das dichteste Kobaltglas durchgelassenen.

Wie ich bereits dargetan habe, besteht ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen dem Mechanismus, der dieses kannelierte Spektrum hervorbringt, und jenem, der die *D*-Linien hervorbringt. Durch die Absorption blaugrünen Lichtes, aus dem durch prismatische Zerlegung und durch Farbfilter gelbes Licht sorgfältig ausgeschaltet worden ist, wird nämlich der Dampf veranlaßt, gelbes Licht von der Wellenlänge der *D*-Linien neben der kräftigeren Emission (Linienspektrum) im blaugrünen Gebiete auszusenden.

Ich finde nun, daß auch die übrigen Linien der Balmerschen Serie von kannelierten Spektren begleitet werden, daß diese aber keineswegs das Gegenstück zu den die *D*-Linien umgebenden bilden. Sie bestehen nicht aus zwei Teilen mit einem verhältnismäßig hellen Gebiete dazwischen, sondern breiten sich nach beiden Richtungen, sowohl oberhalb als unterhalb der von ihnen begleiteten Linien, hin aus.

Ich habe Spuren dieser Spektren bis hinab zu der Linie gefunden, für welche $n = 8$ ist. Sie sind in den Spektren „*d*", „*e*" und „*f*" der Fig. 3 deutlich zu sehen, während Fig. 5 das Spektrum, welches die erste ultraviolette Linie ($\lambda = 3300$ Å.-E.) begleitet, in größerem Maßstabe zeigt. Diese Aufnahme wurde mit einem Konkavgitter gemacht, und zwar „*b*" mit dünnem, „*a*" mit dichterem Dampf. Die Balmersche Linie 3303 Å.-E. scheint sich auf der dem sichtbaren Spektrum zugekehrten Seite zu verbreitern (siehe „*a*"), doch beruht dies vielleicht auf der Gegenwart einer Gruppe kräftiger Linien im kannelierten Spektrum. Eine vergrößerte Wiedergabe dieses Gebietes findet sich in Fig. 6; sie soll die komplexe Natur des Spektrums veranschaulichen. Das Spektrum ähnelt in seinem allgemeinen Aussehen dem im blaugrünen Gebiete.

Es drängt sich nun die Frage auf: Weisen diese ultravioletten kannelierten Spektren die Fluoreszenzerscheinungen auf, welche im sichtbaren Gebiete auftreten? Für das erste dieser Spektren (bei der Linie 3303 Å.-E.) kann ich diese Frage bejahen. Die Fluoreszenz kann durch das Triplett im Zinkbogenlicht bei der Wellenlänge 3300 Å.-E. kräftig erregt werden. Das Fluoreszenzlicht ist natürlich unsichtbar, wodurch sein Nachweis erschwert wird. Die Natriumröhre wurde mit einer großen Quarzlinse verschlossen und mittels einer Zinkbogenlampe aus Quarzglas von Heraeus kräftig zur Fluoreszenz erregt. Unter diesen Verhältnissen mußte ultraviolettes Fluoreszenzlicht, wenn solches vorhanden war, im Spektrum erscheinen. Es fand sich, daß dies der Fall war, wie aus Fig. 7 hervorgeht. In dieser Figur ist oben das Spektrum des Zinkbogens dargestellt, unten das Fluoreszenzspektrum. Das Bandenspektrum der Fluoreszenz ist am stärksten in einigem Abstande oberhalb der Zinklinien, d. h. auf der Seite der größeren Wellenlängen. Einschaltung einer Glasplatte zwischen den Bogen und die Natriumröhre bewirkte das Verschwinden der ultravioletten Fluoreszenzbanden, ein Zeichen dafür, daß sie von der Absorption ultravioletten und nicht von der sichtbaren Lichtes herrührten.

Ich versuchte dann zunächst, zu sehen, ob irgendein mechanischer Zusammenhang zwischen den Mechanismen bestände, welche die *D*-Linien und die sichtbaren kannelierten Spektren (deren Zusammenhang ich bereits nachgewiesen habe) und die ultravioletten Linien hervorbringen. Ich isolierte das ultraviolette Triplett des Zinks mittels eines Quarzspektrographen und bildete es auf der Öffnung der Natriumkammer ab. Das Zimmer war vollkommen dunkel, und alles Licht von außen war sorgfältig abgeblendet. Es war keine sichtbare Fluoreszenz zu beobachten. Die ultraviolette Fluoreszenz wurde indessen mit einem zweiten Quarzspektrographen photographiert. Man arbeitet dabei vollständig im Dunkeln, und man kann sich leicht vorstellen, welche Schwierigkeiten die Einstellung der beiden optischen Anordnungen bereitet.

Der Versuch zeigt, daß ein Zusammenhang zwischen den beiden Systemen fehlt.

Darauf stellte ich den umgekehrten Versuch an. Kräftige Erregung seitens des gesamten sichtbaren Spektrums vermochte keinerlei Spur der ultravioletten Bande im Spektrum des Fluoreszenzlichtes zu zeigen, selbst dann nicht, wenn das sichtbare Gebiet zehnfach überexponiert wurde. Dies zeigt wieder das Fehlen eines Zusammenhanges.

Es sieht ganz so aus, als wenn man die verschiedenen Linien der Hauptserie (der Balmerschen Serie) und der sie begleitenden kannelierten Spektren als von verschiedenen Dingen herrührend ansehen kann. Die gewaltige Zunahme der Dichte des Dampfes, die erforderlich ist, um die höheren Glieder der Serie auftreten zu lassen, kann man vielleicht auf den möglichen Umstand zurückführen, daß die Dinge, durch die sie hervorgerufen werden, in geringerer Anzahl vorhanden sind.

Meiner Meinung nach können wir hier zwei Hypothesen aufstellen: einmal, daß die Balmerschen Linien und die sie begleitenden Spektren von Atomen hervorgerufen werden, die ein, zwei, drei, vier usw. Elektronen verloren haben; zweitens, daß sie von Aggregaten oder Komplexen aus ein, zwei, drei oder mehr Atomen hervorgerufen werden. In jedem von beiden Fällen erscheint es wahrscheinlich, daß die Glieder in beständig abnehmender Anzahl vorhanden sein werden.

Ich neige der ersteren Hypothese zu, und zwar aus dem Grunde, weil das kannelierte Spektrum, das die *D*-Linien begleitet, das komplexeste zu sein scheint und die ultravioletten kannelierten Spektren, je weiter wir im Spektrum abwärts gehen, immer weniger komplex werden. Vermutlich würden bei Komplexen, die aus einer größeren Anzahl von Atomen bestehen, mehr Frequenzen möglich sein als bei dem einzelnen Atom; andererseits wäre zu erwarten, daß der Verlust einer großen Anzahl Elektronen die Zahl der verschiedenen Frequenzen herabsetzte. Das ist jedoch ein Punkt, den die mathematischen Physiker behandeln können. Ich habe natürlich im ultravioletten Gebiete keine so hohe Dispersion angewandt wie im sichtbaren, denn einer meiner Schüler, Herr Clinkscales, hat dieses Gebiet im Spektrum zweiter Ordnung des 21 füßigen Gitters photographiert[1]). Der Grund liegt darin, daß es

1) R. W. Wood, Resonance Spectra of Sodium Vapour. Phil. Mag. (6) **15**, 581, 1908. — Die Resonanzspektren des Natriumdampfes. Diese Zeitschr. **9**, 450, 1908.

schwer ist, eine genügend helle Lichtquelle zu erhalten, die ein kontinuierliches Spektrum unterhalb der Wellenlänge 3300 Å.-E. liefert. Für die erste Bande kann man den Krater des Bogens verwenden, aber darüber hinaus müssen wir unsere Zuflucht zum Funken nehmen. Der Krater ist, selbst in der Gegend der Wellenlänge 3300 Å.-E., verhältnismäßig schwach.

Die Photographien, die Herr Clinkscales vom sichtbaren kannelierten Spektrum gemacht hat, zeigen das Vorhandensein von rund 6000 Absorptionslinien, von denen nicht weniger als 30 auf ein Gebiet zusammengedrängt sind, das nicht breiter ist als der Abstand der D-Linien voneinander.

Magnetische Drehung.

Das Studium der magnetooptischen Eigenschaften des Dampfes im Ultraviolett ist mit großen experimentellen Schwierigkeiten verbunden. Das einzige bisher erzielte positive Ergebnis ist, daß die magnetische Drehung bei den beiden ersten ultravioletten Gliedern der Balmerschen Serie in demselben Sinne erfolgt wie bei den D-Linien. Die benutzte Methode war die übliche: Polarisiertes Licht wurde nacheinander durch den magnetisierten Dampf, durch ein Fresnelsches Doppelprisma aus rechtsdrehendem und linksdrehendem Quarz und durch ein zweites Polarisationsprisma gesandt, und das Bild der horizontalen Streifen wurde auf den Spalt des Quarzspektrographen entworfen. Nicolsche Prismen kann man wegen der Absorption des ultravioletten Lichtes durch den Kanadabalsam nicht verwenden. Man kann indessen den Balsam durch Glyzerin ersetzen oder das Foucaultsche Prisma mit Luftschicht verwenden. Ich habe beide Methoden benutzt. Die Krümmung der Streifen bei den ultravioletten Linien war bei der Linie 3303 Å.-E. sehr gering und bei der Linie 2852 Å.-E. kaum sichtbar, hatte aber zu beiden Seiten der Absorptionslinie dieselbe Richtung und absolut genommen dieselbe Richtung wie bei den D-Linien. Mit den Linien im ultravioletten kannelierten Spektrum ist bislang noch nichts erreicht worden, und ich zweifle sehr an Erfolgen auf diesem Gebiete. Im sichtbaren Spektrum ist die Drehung, wie ich bereits gezeigt habe [1]), bei einigen Linien positiv und bei anderen negativ.

Ausführlichere Angaben über diesen Gegenstand werden in einer Arbeit erscheinen, die demnächst im Astrophysical Journal veröffentlicht werden wird, und in welcher die neuesten Ergebnisse mitgeteilt werden sollen, die Herr Dr. Hachett und ich über die Fluoreszenz und die magnetische Drehung des Dampfes gewonnen haben.

Juli 1909.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 13. September 1909.)

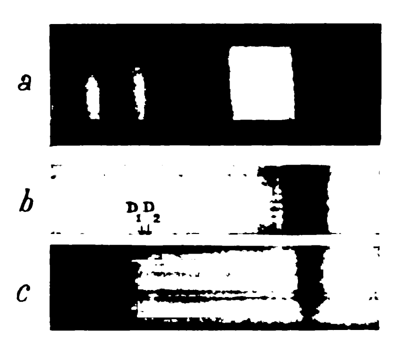
1) R. W. Wood, On the Existence of Positive Electrons in the Sodium Atom. Phil. Mag. (6) 15, 274, 1908. — Über das Vorhandensein positiver Elektronen im Natriumatom. Diese Zeitschr. 9, 124, 1908.

Interferenzerscheinungen von hoher Reinheit an Kristallen von Kaliumchlorat. (High purity interference phenomena of Chlorate of Potash crystals [1])).

Von R. W. Wood.

Vor einigen Jahren habe ich mich bemüht, große Kristallplatten von Kaliumchlorat herzustellen, um mit ihrer Hilfe durch Reflexion Spektrallinien zum Zwecke der monochromatischen Beleuchtung fluoreszierender Dämpfe zu isolieren. Die Versuche führten nur zu mäßigem Erfolge. Ich erhielt aber ein paar Kristalle, die meines Erachtens engere Reflexionsmaxima zeigten als früher jemals beschrieben worden sind.

Ein Plättchen von ungefähr 6 mm Seitenlänge zeigte bei senkrechtem Einfall Totalreflexion eines Spektralgebietes von nur 10—12 Å.-E. Breite, also nur so breit wie die doppelte Entfernung der D-Linien. Das Spektrum des durchgelassenen Lichtes zeigte eine sehr schwarze Bande an derselben Stelle und von derselben Breite. Diese Bande wurde durch geeignete Neigung der Platte in die Nähe der D-Linien gebracht und dann photographiert, und die D-Linien selbst wurden in der Weise auf der Platte aufgenommen, daß eine Natriumflamme einige Sekunden lang vor den Spalt gehalten wurde. Die Aufnahme ist in der Figur unter „c“ wiedergegeben. Die Lage der D-Linien habe ich auf



dem unmittelbar darüber befindlichen Spektrum bezeichnet, und zwar beziehen sich die Marken nur auf das untere Spektrum.

Durch Vergrößerung des Einfallswinkels kann man die Bande das Spektrum entlang hinunter

1) Auch veröffentlicht in Phil. Mag. 18, 535, 1909.

wandern lassen. Dabei verbreitert sie sich. Wenn sie im Grün ist, zeigt sie das Aussehen wie im Spektrum „*b*"; sie wird dann von schwächeren seitlichen Minimis begleitet. Daß das reflektierte Gebiet so eng ist, beruht, wie Lord Rayleigh gezeigt hat, auf dem Vorhandensein vielfacher Zwillingsebenen von merklich gleichem Abstande. Aus der Breite des reflektierten Gebietes können wir schätzungsweise die Anzahl der in der Kristallplatte vorhandenen Blättchen ermitteln. Jedes Blättchen liefert uns durch Reflexion ein virtuelles Bild der Strahlungsquelle, und zwar liegen die Bilder bei senkrechtem Einfall in einer Linie hintereinander. Die Wirkung ist der eines Beugungsgitters bei streifendem Austritt des gebeugten Strahles nicht unähnlich. Wenn wir es mit einem Spektrum erster Ordnung zu tun haben, so sind 1000 Linien nötig, um die *D*-Linien aufzulösen. Wie ich in einer früheren Arbeit[1]) dargetan habe, ist im allgemeinen eine Anzahl verschiedener Ordnungen vorhanden, und wenn wir die Spektren im Ultraviolett photographieren, so können wir die Ordnungszahl des Spektrums (oder der Spektren) im sichtbaren Gebiete bestimmen. (Jede Ordnung wird durch ein enges Wellenlängengebiet vertreten, welches selektiv reflektiert wird.) Im vorliegenden Falle zeigt das sichtbare Spektrum nur eine einzige reflektierte Bande (im Gelb), und wir haben es somit offenbar mit dem Spektrum erster Ordnung zu tun. Das Spektrum zweiter Ordnung wird bei der Wellenlänge 2900 Å.-E. oder in deren Nähe zu finden sein. Wenn unsere sichtbare Bande bei der Wellenlänge λ eine Bande zweiter Ordnung wäre, so würden wir eine Bande dritter Ordnung bei der Wellenlänge $\frac{2}{3}\lambda$ oder 4000 Å.-E. haben, und diese würde leicht zu sehen sein.

Wenn wir nun die Breite der Bande in der Photographie mit dem Abstande zwischen den *D*-Linien vergleichen, so erhellt, daß die Kristallplatte beinahe imstande ist, die *D*-Linien zu trennen oder aufzulösen. Mit anderen Worten: Wenn wir die Platte etwas weniger neigen und dadurch die Bande im Spektrum aufwärts wandern lassen, so wird die Platte D_2 eher reflektieren als D_1. Sie war indessen nicht völlig imstande, dies zu leisten, würde aber Linien vom doppelten Abstande der *D*-Linien leicht trennen können. Daraus können wir entnehmen, daß die Anzahl der Zwillingsebenen in dem Kristall irgendwo zwischen 500 und 1000 liegt, sagen wir also rund bei 700. Wenn wir es mit einem Spektrum erster Ordnung zu tun haben, so muß der Gangunterschied zwischen Strahlen, die von zwei aneinander grenzenden Zwillingsebenen reflektiert werden, gleich der Wellenlänge des Lichtes in dem Kristall sein. Wenn wir keine Phasenänderung annehmen, so ergibt das für die Dicke jedes Blättchens rund 0,0002 mm, und wenn wir diese Größe mit 700 multiplizieren, so ergibt das für die Dicke der Kristallplatte 0,14 mm, ein Wert, der von dem wahren nicht sehr weit entfernt ist.

1) Interference Colours of Chlorate of Potash Crystals. Phil. Mag. (6) **12**, 67, 1906.

Die hier betrachtete Kristallplatte war aus einer sehr großen Anzahl ausgewählt worden. Anweisungen zur Herstellung der Platten habe ich in der früheren Arbeit[1]) gegeben. Wenn man eine Anzahl ausgewählter Platten nimmt und sie in eine in der Abkühlung begriffene und Kristalle abscheidende Lösung eintaucht, so wird man vielleicht imstande sein, Platten mit einer noch größeren Anzahl von Zwillingsebenen herzustellen. Ich habe dieses Verfahren noch nicht versucht. Wenn man etwas größere Platten herstellen könnte, so würden diese sich dem Spektroskop überlegen erweisen, wo es gilt, Spektrallinien zum Zwecke der monochromatischen Beleuchtung zu isolieren, denn man würde dann eine viel breitere Lichtquelle verwenden können.

Es ist interessant, den in dieser Mitteilung beschriebenen Kristall mit den besten Lippmann-Photographien zu vergleichen, welche Farben zeigen, die sich aus einer Interferenz derselben Art ergeben.

Herr H. E. Ives hat die besten Lippmann-Photographien mit monochromatischem Lichte gemacht, die ich kenne. Das Spektrum der von seiner besten Platte reflektierten Bande ist in der Figur unter „*a*" in demselben Wellenlängenmaßstabe wiedergegeben, d. h. mit demselben Spektroskop aufgenommen. Sie hat etwa die dreifache Breite wie die von dem Kristall reflektierte Bande. Wenn ich mich recht erinnere, hat Herr Ives einen Schnitt durch eine ähnliche Schicht gemacht und ungefähr 250 Silberblättchen gezählt, die von den stehenden Wellen aufgebaut worden waren. Das stimmt gut zu unserer Schätzung für die Zahl der Blättchen in dem Kaliumchloratkristall.

Es ist höchst merkwürdig, daß die Dicke der Blättchen in einer gegebenen Platte so konstant ist und dabei innerhalb so weiter Grenzen wechselt, wenn man verschiedene Platten in Betracht zieht. Eine Platte, die mit einem Abstande von 0,0002 mm zwischen den Zwillingsebenen anfängt, schichtet anscheinend 700 Blättchen von derselben Dicke auf, während eine andere Platte, die mit einer anderen „Gitterkonstante" anfängt, diese bis zu Ende beibehält.

Der Bildungsvorgang dieser Kristalle verdient wohl, weiter untersucht zu werden. Es

1) Interference Colours of Chlorate of Potash Crystals. Phil. Mag. (6) **12**, 67, 1906.

würde sehr interessant sein, zu sehen, ob man einen einmal begonnenen Kristall dazu bringen könnte, seine Ansicht über seine „Konstante" zu ändern, wenn man die Konzentration oder die Temperatur der Mutterflüssigkeit, in der er sich bildet, verändert.

East Hampton, Long Island, im Juli 1909.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 13. September 1909.)

Gleichförmige Rotation starrer Körper und Relativitätstheorie.

Von P. Ehrenfest.

Bei dem Versuch, die Kinematik relativ-starrer Körper von der gleichförmigen, geradlinigen Translation auf beliebige Bewegungen zu verallgemeinern, gelangt man im Anschluß an Minkowskis Ideen zu folgendem Ansatz:

Ein Körper verhält sich relativ-starr, heißt: er deformiert sich bei einer beliebigen Bewegung fortlaufend so, daß jedes seiner infinitesimalen Elemente in jedem Moment für einen ruhenden Beobachter gerade diejenige Lorentz-Kontraktion (gegenüber dem Ruhezustand) aufweist, welche der Momentan-Geschwindigkeit des Element-Mittelpunktes entspricht.

Als ich mir vor einiger Zeit die Konsequenzen dieses Ansatzes veranschaulichen wollte, stieß ich auf Folgerungen, die zu zeigen scheinen, daß obiger Ansatz schon für einige sehr einfache Bewegungstypen zu Widersprüchen führt.

Nun hat Herr Born in einer kürzlich erschienenen Arbeit[1]) eine Definition der Relativ-Starrheit gegeben, die alle überhaupt möglichen Bewegungen umfaßt. Herr Born hat diese Definition — dem Grundgedanken der Relativitätstheorie entsprechend — nicht auf das Maßsystem eines ruhenden Beobachters basiert, sondern auf die (Minkowskischen) Maßbestimmungen sozusagen eines Kontinuums von infinitesimalen Beobachtern, die mit den Punkten des ungleichförmig bewegten Körpers mitwandern: jedem von ihnen soll in seinem Maß seine infinitesimale Umgebung dauernd undeformiert erscheinen.

Beide Definitionen der Relativ-Starrheit sind aber — wenn ich richtig verstanden habe — äquivalent. — Es sei deshalb gestattet, kurz auf den einfachsten Typus einer Bewegung hinzuweisen, bei dem die erstangeführte Definition schon zu Widersprüchen führt: die gleichförmige Rotation um eine feste Achse.

In der Tat: Es sei gegeben ein relativ-starrer Zylinder vom Radius R und der Höhe H. Es werde ihm allmählich eine schließlich konstant bleibende Drehbewegung um seine Achse erteilt. Sei R' der Radius, den er bei dieser Bewegung für einen ruhenden Beobachter aufweist. Dann müßte R' zwei einander widersprechende Forderungen erfüllen:

a) Die Peripherie des Zylinders muß gegenüber dem Ruhezustand eine Kontraktion zeigen:

$$2\pi R' < 2\pi R,$$

denn jedes Element der Peripherie bewegt sich in seiner eigenen Richtung mit der Momentangeschwindigkeit $R'\omega$.

b) Betrachtet man irgendein Element eines Radius, so steht seine Momentangeschwindigkeit normal zu seiner Erstreckung; also können die Elemente eines Radius gegenüber dem Ruhezustand keinerlei Kontraktion aufweisen. Es müßte sein:

$$R' = R.$$

Bemerkung: Will man die Deformation jedes Elementes nicht nur von der Momentangeschwindigkeit des Elementmittelpunktes abhängen lassen, sondern auch noch von der momentanen Rotationsgeschwindigkeit des Elementes, so muß die Deformationsfunktion außer der Lichtgeschwindigkeit c noch eine universelle, dimensionierte Konstante enthalten oder es müssen in sie auch noch Beschleunigungen des Elementmittelpunktes eingehen.

St. Petersburg, Sept. 1909.

(Eingegangen 29. September 1909.)

1) M. Born, Die Theorie des starren Elektrons in der Kinematik des Relativitäts-Prinzipes. Ann. d. Phys. **30**, 1, 1909. Vergl. auch diese Zeitschr. **10**, 814, 1909.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 81. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU SALZBURG.

Abteilung für Geophysik, Meteorologie und Erdmagnetismus.

W. Krebs (Großflottbek), **Das meteorologische Jahr 1908/1909**[1]).

Die Zunahme der Niederschlagsmenge in Mitteleuropa, die in den drei letzten Jahresberichten nachgewiesen ist, hat in dem Jahrgange vom September 1908 bis August 1909 nicht vorgehalten. Von 300 zurzeit schon verfügbaren Monatswerten deutscher Stationen waren nicht weniger als 196, also 65 Proz., unternormal.

1) 1907/08: diese Zeitschr. **9**, 844, 1908.



Doch handelt es sich hier, innerhalb des bekannten Zickzackkurses meteorologischer Vorgänge, anscheinend um eine örtliche Erscheinung, örtlich allerdings in einem verhältnismäßig großen Gebiete. Während die höchste Niederschlagsmenge an den bearbeiteten deutschen Stationen innerhalb 24 Stunden 76 mm nicht überstieg, stellte die Station Riposto an der Ostküste Siziliens den Rekord dieser Messungen in Europa auf. November 17, 1908 brachte dort nicht weniger als 465 mm, 65 mm mehr als zu Bleymard in den nordwestlichen Vorbergen der Cevennen, das mit 400 mm, am 13. September 1855 gefallener Niederschläge bisher jenen europäischen Rekord hielt. Nun war gerade im vorhergehenden Monat, Oktober 1908, der Gesamtbetrag der Niederschläge an mehreren europäischen Stationen gleich Null. Demnach darf in dem Rekorde des 17. November 1908 eine Äußerung der Tendenz zur unvermittelten Aneinanderreihung schärfster Gegensätze gefunden werden, über die aus der, seit 1904 anhaltenden Epoche hochgesteigerter Sonnentätigkeit wiederholt berichtet ist[1]). Die Schneeschmelze im März 1909 und Tiefbildung durch Interferenz der Druckrinnen nordischer und südländischer Depressionsgebiete des Luftdruckes im Juli und ebenso noch im August und September 1909 führten zwar zu Hochwasseralarmen, aber nicht zu wirklicher Hochwassergefahr.

Die meteorologische Einwirkung der Sonnentätigkeit äußerte sich, wie in den früher daraufhin bearbeiteten Jahrgängen, direkt in der Förderung der Gewitterbildung innerhalb der Atmosphäre Mitteleuropas selbst und indirekt in der Beeinflussung, welche die Wetterlage durch Tief- und Sturmbildung in den tropischen Herdgebieten des West-Atlantik und des West-Pazifik erfuhr.

Daß es sich bei der Gewitterbildung tatsächlich um einen äußeren, auf die Erde als Ganzes wirkenden Einfluß handelte, wie ihn die Sonnentätigkeit darstellt, konnte durch einen statistischen Vergleich der Ausbreitung der Gewittererscheinungen in drei, durch stärkste Wetterscheiden getrennten Gebieten nachgewiesen werden: in Deutschland, in Italien und in der Union. Die Wetterscheiden sind hier das Hochgebirge der Alpen und der nordatlantische Ozean. Trotz ihrer streng scheidenden Wirkung wies der Gang der Gewitterhäufigkeit in den drei Gebieten von April bis August 1909 große Übereinstimmung auf. Er wurde, wie ein Vergleich mit den Epochen der Erde zugerichteten Steigerung der Sonnentätigkeit ergab, in allen drei Gebieten gleicherweise durch die Sonnentätigkeit bestimmt. „Diese scheint über das Eintreten gewitterhafter Zustände in der Atmosphäre mittlerer Breiten der Erde zu entscheiden, wie sie über das Eintreten der Nordlichterscheinungen in höheren Breiten der Erde zu entscheiden pflegt“ [1]).

Den häufigen und verbreiteten Gewittern jener 5 Monate müssen die scharfen Temperaturgegensätze jedenfalls teilweise zugeschrieben werden, die in den 3 Sommermonaten auch im mitteleuropäischen Niederungsgebiete die Temperaturen allmonatlich auf 2—0° herab- und auf 33—34° heraufbrachten. Gegen Mitte August 1909 stellte sich die wegen der Reihe September 1908, Oktober 1907, November 1906, Dezember 1905 im vorigen Jahresbericht erwartete Erwärmung pünktlich ein. Die Monatsmaxima von 33° entfielen auf August 8 und 18, 1909.

Wenn man aus jener großzügigen Analogie weiter schließen darf, so ließe sie einen besonders frühen und strengen Winter erwarten, der 1908 ja schon im Oktober mit einer Periode ungewöhnlich strengen Frostes einsetzte. Soviel ist sicher, daß jene Erwärmung, wie die sonstigen Wärme-Epochen des Sommers, in deutlichem Zusammenhang standen mit vorgängigem Auftreten der sogenannten warmen Wellen in Nordamerika, auf deren enge Beziehung zu teifunartigen Sturmerscheinungen, besonders westpazifischen Ursprungs, in früheren Berichten hingewiesen ist. Der damals behauptete Zusammenhang hat durch die von dem Direktor des kanadischen Witterungsdienstes Dr. Stupart im Monthly Weather Review veröffentlichten Zugstraßen westkanadischer Tiefs eine sehr wesentliche Bestätigung und Ergänzung erhalten. Auch ist vom U. S. Weather Bureau, auf solche große Luftdruckänderungen hin, über dem Pazifik, im September 1908 eine zutreffende Prognose starker Niederschläge auf 2—6 Tage im voraus gestellt worden.

Für Mitteleuropa kann man geradezu einen Unterschied machen zwischen Polarwetter, das durch vorwiegend westpazifische, und Äquatorialwetter, das durch vorwiegend westatlantische Sturm- und Tiefbildung veranlaßt wird. Im verflossenen Jahrgange 1908/1909 konnte wiederholt, wie schon in den beiden früheren Jahrgängen, auf das bevorstehende Vorwalten des einen oder des anderen Typus aus der Streifung

1) Vgl. besonders die Referate in den Verhandlungen Deutscher Naturforscher und Ärzte und der Deutschen Physikalischen Gesellschaft für 1906 von Vorträgen desselben Verfassers.

1) Vgl. des Vortragenden Berichte über Sonnentätigkeit und Witterung in Bd. VI von Dr. Völlers „Natur und Kultur“, München 1909, besonders S. 669. Als neuere Bestätigung sei hier hervorgehoben, daß die vorberechnete Epoche der Sonnentätigkeit von September 24—28, 1909, die am 25. September durch starke erdmagnetische Störungen und ausgebreitete Polarlichterscheinungen Aufsehen erregte, in Deutschland wie in Italien auch die weiteste Gewitterverbreitung der Dekade brachte. Die gewitterreichsten Tage waren dort der 26., hier, neben dem 23., der 26. und 27. September 1909.

der morgendlichen Cirri geschlossen werden[1]). Ihre Nordrichtung deutete regelmäßig auf vorwiegende Wirkung der Sonnentätigkeit zu mitternächtigen Zeiten, demnach auf die folgenreiche Aktion der westpazifischen Herde der Sturm- und Tiefbildung.

1) Vgl. diese Zeitschr. **9**, 846, 1908.

(Eingegangen 19. Oktober 1909.)

W. Krebs (Großflottbek), Abyssotektonik, besonders der Ozeane.

Das Seebeben vom 4. September 1908, dessen seismographische Bestimmung schon im vorjährigen Vortrage über Vulkanismus im Planetensystem erwähnt wurde[1]), ist außer vom Dampfer „Martinique" noch von dem Segelschiff „Persimmon" berichtet worden. Solche Schiffsberichte zeichnen sich durch genaue Orts- und Zeitbestimmung aus. Trotzdem war es unmöglich, aus den europäischen Seismogrammen mehr als den Nachweis zu führen, daß um die gegebene Zeit in dem Azorenmeere ein Beben vorgefallen sei[2]). Die genaue Berechnung eines Epizentrums versagte.

Das kann an zwei Ursachen liegen, deren jede in ihrer Art zu begründen ist.

Einmal werden die Vorläuferwellen der Erdbeben mit wechselnder Geschwindigkeit fortgepflanzt. Diese verschiedene Geschwindigkeit hat den Anlaß gegeben zu den Untersuchungen der Herren Benndorf und Wiechert, aus denen sich nach Wiechert im wesentlichen eine Scheidung des Erdinnern in den besser leitenden Metallkern und den schlechter leitenden Steinmantel ergab.

Bekräftigung erfuhr dieser Hauptzug einer Tektonik der Tiefe durch die von Herrn Oddone entdeckten makroseismischen Konstanten, nach meiner genaueren Nachberechnung 33 und 62 Minuten, die auf eine Art antipodaler Echowirkung der Vorläuferschwingungen hinauskommen[3]). Denn ungefähr 34 Minuten erfordern nach Benndorf die ersten, 66 die zweiten Vorläuferwellen, um den Weg durch das Erdinnere nach den Antipoden und von ihnen zurück zu machen. Mir selbst ist es möglich gewesen, an einem, aus der Erdbebenstatistik Jamaikas und der Philippinen vervollständigten Material, die sonst noch häufig vorkommenden Intervalle von 24 und von 5 Minuten zu erweisen als seismische Konstanten des Metallkernes und des Steinmantels allein. Die Dicke des letzeren ergibt sich dann zu 1300—1450 km.

Da die Kompressionswärme schon jenseits 300 km Tiefe im Erdinnern weder festen noch flüssigen Zustand zuläßt, handelt es sich in jenen Tiefen von 1300—1450 km um vergaste Massen, denen aber die den Gasen sonst zukommende Eigenschaft unbeschränkter gegenseitiger Durchdringung abgeht. Man darf da an besondere Schichtenwirkungen des ungeheuren Druckes denken, vergleichbar der Schieferung in Gesteinen, vielleicht auch an verschiedene Bewegungszustände der an der Grenzfläche aufeinander gleitenden Gasmassen, veranlaßt durch die Rotation des ganzen, zu konzentrischen Kugeln geballten Systems.

Jedenfalls ist mit der Tatsache dieser Grenzfläche zwischen Gasen zu rechnen. Da es sich um ebenfalls tatsächlich nachgewiesene Schwingungen handelt, von denen sie durchsetzt werden, so erscheinen transversale Wellen entlang der Grenzfläche unausbleiblich. Ihr Vorhandensein reicht hin, um die bisher vergebens gesuchte Erklärung für Unregelmäßigkeiten zu liefern, die bei der Fortpflanzung der Vorläuferwellen beobachtet sind, besonders die abnorme Verfrühung ihrer Ankunft bei wesentlich ferner gelegenen Stationen. Denn schon, wenn ein das Erdinnere durchsetzender Vorläuferstrahl auf eine besonders günstige Phase solcher pulsierenden Schwingungen des Metallkernes trifft, wird er rascher fortschreiten als in anderen Fällen.

Die andere mögliche Ursache ist durch vulkano- und seismotektonische Linien gegeben, die auf Grund der Seebebenstatistik entworfen werden konnten. Denn an solchen Linien festländischer Erdbebengebiete ist von Hobbs und anderen der Nachweis geführt, daß sie als Stoßlinien an die Stelle punktförmiger Epizentren zu treten vermögen.

Die zunächst für den Atlantischen und Indischen Ozean entworfenen tektonischen Linien oder Linienscharen weisen die Eigentümlichkeit auf, einmal außerordentlich lang zu sein und dann, von den tiefsten, und als tatsächlich vulkanisch nachgewiesenen Stellen dieser Ozeane auszustrahlen.

Aus dem Pazifischen Ozean sind die entsprechenden Gebilde längst bekannt als die seitlichen Grenzlinien der weithin nach gleicher Richtung ausgedehnten Grabenbrüche, denen tatsächlich auch die Kilometerteufen dieses Ozeans angehören. Der Pazifik macht in dieser Hinsicht den Eindruck des ältesten und in seiner Entwicklung am weitesten fortgeschrittenen Ozeans.

Die große, über Hunderte und Tausende Kilometer reichende Ausdehnung der tektonischen

1) Diese Zeitschr. **9**, 773, 1908.

2) W. Krebs, Vulkanischer Ausbruch am 4. September 1908 in der Tiefe des Azorenmeeres; Archenholds Weltall **9**, 168—172; derselbe, Seebeben aufgezeichnet als Fernbeben, Wiener Urania **2**, 196—198.

3) Emilio Oddone, Quelques constantes sismiques trouvées par les macrosismes. Publications du Bureau Central de l'Association Internationale de Sismologie. Straßburg 1907.

Linien der Ozeane schafft der Anschauung von bevorzugten seismisch-vulkanischen Zonen der Erde eine reale Grundlage. Und diese läßt es begreiflich erscheinen, daß innerhalb der ausgeprägtesten dieser Zonen, der der Mittelmeere, nicht allein antipodale Beben gleichzeitig oder nach kurzen Intervallen einander folgen, sondern daß sich auch Systeme solcher korrespondierender Katastrophen einstellen, die nicht bloß, wie jene, den Erdenrund halbieren, sondern ihn vierteln.

Dieses Verhalten ist für die Jahre 1907 und 1909 nicht weniger als viermal nachgewiesen. Seine Bedeutung für gelegentliche Vorausbestimmung der Örtlichkeit von Erdkatastrophen ist unverkennbar. Denn durch drei Glieder einer solchen Kette ist der Ort des vierten mit ziemlicher Genauigkeit bestimmt. Für die Erdkatastrophen mit zerstörender antipodaler Korrespondenz schlägt der Vortragende die Anwendung der Bezeichnung „Weltbeben", für die den Erdenrund viertelnden Reihen die Bezeichnung „ringbildende Weltbeben" vor[1]).

1) Der Vortrag über Abyssotektonik gehört in den Bereich eines Buches, das unter demselben Titel in Dr. Völlers Verlag (München) erscheinen soll.

(Eingegangen 19. Oktober 1909.)

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Neuere Fortschritte in der Farbenphotographie.

Von A. Byk.

Das eigentliche Ziel, das von der Photographie von Anfang an verfolgt wurde, war die Lösung der Aufgabe, direkt, mit Hilfe einer einzigen Platte, kopierfähige Bilder in natürlichen Farben herzustellen. Der Erledigung dieser Aufgabe, soweit die Anwendung einer einzigen einheitlichen Platte in Betracht kommt, dienen die beiden Verfahren der sog. direkten Farbenphotographie. Beim ersten derselben, der Interferenzmethode, werden innerhalb der photographischen Schicht durch stehende Lichtwellen einer bestimmten Länge Silberniederschläge maximaler Dichte oder auch Produkte anderer photochemischer Prozesse im Abstande von je einer halben Wellenlänge voneinander erzeugt. Man kann sich davon überzeugen, daß derartige Schichten bei der Reflexion infolge von Interferenz diejenigen Farben am stärksten zum Ausdruck bringen müssen, durch welche sie erzeugt sind. Bei dem Ausbleichverfahren fällt das Licht auf ein Gemisch verschiedener lichtempfindlicher Farbstoffe, die in allen möglichen Nuancen gefärbt sind. Dabei werden, da aus Gründen der Energieerhaltung nur absorbiertes Licht wirken kann, allmählich alle Farbstoffe zerstört, welche das auffallende Licht verschlucken. Übrig bleiben diejenigen, welche die betreffende Lichtart hindurchlassen. Wird also etwa eine rotbelichtete Stelle des empfindlichen Gemisches nach dem Fixieren mit weißer Strahlung belichtet, so wird sie nunmehr rot erscheinen. Beide Arten von Bildern sind indes zunächst nicht kopierfähig.

Die Fortbildung des Interferenzverfahrens in neuerer Zeit bezieht sich hauptsächlich auf eine möglichst farbengetreue Wiedergabe der natürlichen Objekte. Wenn es nämlich auch nach der geschilderten Auffassung im großen und ganzen verständlich ist, daß ein Interferenzbild die Farbe des Gegenstandes wiedergibt, so läßt sich doch übersehen, daß genaue Wiedergabe gemischter Nuancen, wie sie alle natürlichen Objekte zeigen, jedenfalls nur unter ganz bestimmten Bedingungen möglich sein kann. Die Nuance eines Violett, zu dem sich z. B. das Rot und Blau bei der Reflexion an einer Interferenzplatte miteinander vereinigen, wird offenbar von der Dichte der Silberschichten abhängen müssen, deren Abstände den roten, bzw. den blauen Strahlen entsprechen. Die Stärke der Silberniederschläge ihrerseits hängt aber, wenn es sich um zwei verschiedene Farben handelt, nicht nur von der Intensität des auffallenden Lichtes ab, sondern auch von der spezifischen Empfindlichkeit der Schicht für die einzelnen Farben, die noch eine außerordentlich verschiedene sein kann.

Man sollte zunächst vermuten, daß die Bedingungen für angemessene Mischung aller Spektralfarben dann erfüllt sein werden, wenn die Platte isochromatisch, d. h. für alle Farben gleich empfindlich ist. Das ist indes nach H. Lehmann[1]) nicht der Fall. Vielmehr zeigt eine genauere Untersuchung, daß die Empfindlichkeitskurve der Platte nach oben konkav sein muß, d. h. sie muß zwei Maxima besitzen. Gründe der physiologischen Optik bedingen weiterhin, daß diese beiden Maxima im Spektrum komplementär zueinander liegen müssen. Die Verwendung derartiger sensibilisierter Platten ergibt nicht nur eine reinere Wiedergabe der Farben, sondern bedingt gleichzeitig einen höheren Grad ihrer Sättigung, d. h. eine Elimination des störenden Weiß. Außerdem hat man den mehr zufälligen Vorteil, Sensibilisatoren mit kräftigeren Maximis verwenden zu

1) Eders Jahrb. f. Photographie 1908, 157.



können, wodurch eine höhere Allgemeinempfindlichkeit der Platte und somit kürzere Expositionszeiten erzielt werden.

Nach der technischen Richtung ist bei der Firma Zeiß ebenfalls durch H. Lehmann das Interferenzverfahren weiter vervollkommnet worden. So wird die Quecksilberschicht, die schon seit langem als reflektierende Wand für die Ausbildung der stehenden Wellen benutzt wurde, jetzt in Form einer sog. Quecksilberkassette verwandt, bei welcher die störende Schlierenbildung durch die Art des Zuflusses des Quecksilbers vermieden werden soll.

Bekanntlich läßt sich jedes Schwarz-Weiß-Negativ durch direkten Kontakt mit einer lichtempfindlichen Schicht in ein Positiv verwandeln, ein Prozeß, der mit dem gleichen Negativ beliebig oft wiederholt werden kann. Der Grund, aus welchem die meisten farbigen Photographien nicht kopierfähig sind, ist der, daß sie nicht in der Durchsicht als Negative erscheinen, d. h. bei einem farbigen Bilde, wo es sich nicht nur um Helligkeits-, sondern auch um Farbenwerte handelt, daß sie nicht im durchfallenden Lichte in den zum Objekt komplementären Farben wahrnehmbar gemacht werden können. Nun ist es Lippmann[1]) gelungen, statt Bromsilbergelatine eine andere photographische Schicht aufzufinden, die nicht nur, wie früher angegeben, im auffallenden Lichte die Farben des Originals wiedergibt, sondern welche das Licht genügend hindurchläßt, um im durchfallenden Lichte komplementär zur Farbe der Aufsicht zu erscheinen. Eine Schicht von Bichromatgelatine, wie sie namentlich bei den photomechanischen Verfahren häufig verwandt wird, verliert im Lichte ihre Quellbarkeit im Wasser. Wird eine solche Schicht in der Quecksilberkassette exponiert, so werden die Stellen der Wellenbäuche unquellbar, und beim Befeuchten der Platte treten in der Aufsicht die natürlichen Farben auf, da infolge der Verschiedenheit des Brechungsexponenten in den gequollenen und nichtgequollenen Schichten Reflexionen und damit Interferenzerscheinungen zustande kommen. Es ist möglich, diese Bilder durch Einlagerung von Jodsilber in die nicht mehr quellfähige Schicht zu fixieren. Da derartige Bilder nun im durchfallenden Lichte, wie erwähnt, deutlich zu sehen sind, und zwar in der zum Original komplementären Farbe, so braucht man sie nun nur im Kopierrahmen mit einer Platte gleicher Art in Kontakt zu bringen, die dann in der Durchsicht die natürlichen Farben zeigen wird. Sofern eine einzige „Negativplatte" beliebig oft hierzu benutzt werden kann, ist eine Kopierfähigkeit der Interferenzbilder erzielt.

1) Comptes rendus **140**, 1508.

Ein Nachteil des Verfahrens, der seine praktische Anwendbarkeit vorläufig illusorisch macht, liegt allerdings in seiner außerordentlichen Unempfindlichkeit. Eine Bichromatplatte für Zwecke der Interferenzphotographie ist 60mal weniger empfindlich als eine kornlose Bromsilberemulsion, und die Orthochromasie des Verfahrens ist ebenfalls recht mangelhaft, weil die Bichromatplatten nicht rotempfindlich sind.

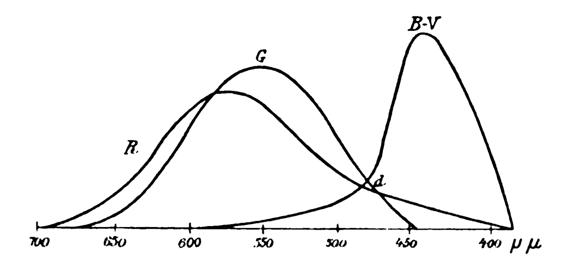
Es liegen auch Versuche vor, das Ausbleichverfahren in die Praxis einzuführen. Dabei hat man von dem ursprünglichen Material, dem farbenempfindlichen Chlorsilber, abgesehen und an seiner Stelle Mischungen lichtempfindlicher organischer Farbstoffe benutzt, wie dies I. H. Smith (Utopapier), Szczepanek und Neuhauß getan haben.

Eine größere praktische Bedeutung als den direkten Verfahren kommt nach wie vor den indirekten Methoden der Farbenphotographie zu, welche mit drei Teilaufnahmen arbeiten, die allerdings auch auf einer einzigen Platte (siehe unten: Kornraster- und Linienraster-Platte) vereinigt sein können. Die hier erzielten praktischen Fortschritte werden deutlicher verständlich, wenn wir zunächst die Aufklärungen in Betracht ziehen, die durch reine Laboratoriumsuntersuchungen über die hierbei verlaufenden Vorgänge, vor allem im Zusammenhang mit Fragen der physiologischen Optik erzielt worden sind. Um Förderung der Farbenphotographie nach dieser Richtung hin hat sich B. Donath Verdienste erworben. In seiner Monographie „die Grundlagen der Farbenphotographie"[1]) legt er eingehend die Forderungen dar, die die Theorie in bezug auf die Farbenfilter stellen muß, und zwar sowohl in bezug auf die Aufnahmefilter, die zur Herstellung der drei Teilnegative dienen, wie auch auf diejenigen, die man zur Betrachtung der fertigen Teilbilder verwendet. Die Möglichkeit, überhaupt mit Hilfe gerade dreier Teilaufnahmen und nachherige Zusammensetzung derselben ein naturfarbiges Bild herzustellen, setzt voraus, daß das normale Auge nur dreier qualitativ verschiedener Grundempfindungen fähig sei. Im allgemeinen wird jede Wellenlänge jede dieser drei Grundempfindungen zu einem gewissen Betrage auslösen können, wenn auch in bestimmten Spektralbezirken die eine oder auch zwei der drei Grundempfindungen so stark überwiegen mögen, daß sie praktisch allein in Betracht kommen. Man kann sich dies am einfachsten nach Young-Helmholtz so vorstellen, daß im Auge drei verschiedene photochemisch empfindliche Substanzen vorhanden sind, on denen jeder eine bestimmte

1) Sammlung: die Wissenschaft, Heft 14. Braunschweig bei Vieweg 1906.



spektrale Empfindlichkeitsverteilung zukommt, wie einer sensibilisierten oder auch nichtsensibilisierten photographischen Platte. Besäße man eine ideal sensibilisierte Schicht, d. h. eine solche, welche in jedem Spektralgebiet für gleiche Energie gleiche Schwärzung ergibt, so müßte man die Aufnahmefilter so wählen, daß die spektrale Verteilung des von ihnen durchgelassenen Lichtes genau derjenigen der Empfindlichkeitskurve der drei hypothetischen lichtempfindlichen Nervensubstanzen entspräche, weil jedes Filter im Verein mit der zugehörigen Platte eine der drei Nervengruppen ersetzt. Die Filter sollen also nicht nur einzelne Farben durchlassen, sondern mehr oder weniger abgeflachte Durchlässigkeitsmaxima besitzen. Von den drei Nervensubstanzen hat diejenige, deren Empfindlichkeitsmaximum am meisten nach Rot zu liegt (Figur), „die rotempfindliche" ihr Maximum bei etwa 575 $\mu\mu$, die grünempfindliche bei 550 $\mu\mu$ und die blau- bzw. violettempfindliche bei 450 $\mu\mu$, wie dies nachstehende Kurve [1]) zeigt. Da jedes einzelne der drei Teilnegative einer Grundempfindung entspricht, so muß es nach Umwandlung in ein Diapositiv durch ein Filter betrachtet werden, welches nur Strahlen hindurchläßt, die eine und nur eine Grundempfindung, bzw. die zugehörige Nervensubstanz erregen können. Man sieht aber an der Figur, daß stets, wenn das Filter auch nur eine einzige Spektralfarbe hindurchläßt, alle drei Nervensubstanzen erregt werden. Nun ergibt aber gleichzeitige Erregung aller drei Nervensubstanzen in gleichem Beitrage Weiß, d. h. keine ausgesprochene Farbenempfindung. Betrachten wir also einen Schnittpunkt zweier Kurven, etwa *d* (Figur), so wird



die Erregung der Grün- und Rot-Empfindung nebst einem durch *AB* seiner Größe nach wiedergegebenen Bruchteil der Violettwirkung insgesamt Weiß ergeben. Es bleibt so eine zwar weißlich verwässerte, aber ihrem Farbcharakter nach reine Grundempfindung, in diesem Falle die blauviolette, übrig. Ein Filter also, welches nur die durch *d* charakterisierte Wellenlänge von 475 $\mu\mu$ hindurchläßt, wird demgemäß ein ideales Filter für die Betrachtung des blauvioletten Teilbildes sein. Diese Wellenlänge stimmt nicht etwa mit dem Empfindlichkeitsmaximum für die blauviolette Grundempfindung (450 $\mu\mu$) überein. Indes setzen diese Forderungen eine gleichmäßig sensibilisierte Platte voraus, die wir gar nicht besitzen, und auch im übrigen hat sich herausgestellt, daß in praxi eine derartige Unterscheidung zwischen Aufnahme- und Reproduktionsfiltern nicht erforderlich ist, wenn es sich nicht gerade darum handelt, das Spektrum zu reproduzieren. In diesem Falle freilich ergibt die von Donath entwickelte Methode anderweitig nicht erreichbare Resultate.

Um nun den Forderungen der Theorie in bezug auf die Filter auch nur einigermaßen gerecht werden zu können, braucht man Platten, die eine in erster Annäherung gleichmäßige Empfindlichkeit über das gesamte Spektrum hin besitzen. Dabei ist es natürlich wegen der überwiegenden Violettempfindlichkeit der meisten photochemischen Prozesse schwer, die Empfindlichkeit im langwelligen Gebiete genügend zu verstärken. Dieser Forderung werden in höherem Maße als die früher gebrauchten Sensibilisatoren wie Azalin eine Reihe von Farbstoffen gerecht, die neuerdings, meist unter Trivialnamen, in den Handel gebracht werden. Die weitgehende Rotempfindlichkeit der Cyanine (Kondensationsprodukte aus Alkylchinoliniumjodiden und Lepidinjodalkylat) war infolge der Neigung der damit sensibilisierten Platten zur Schleierbildung nicht voll auszunutzen. Statt ihrer führten A. Miethe und A. Traube die Isocyanine (Äthylrot) ein, bei welchen das Lepidin durch Chinaldin ersetzt war und welche die Vorzüge der Cyanine ohne seine Nachteile besitzen. Späterhin sind dann eine ganze Anzahl ähnlicher Sensibilisatoren, wie z. B. das Pinachrom der Höchster Farbwerke, dargestellt worden. Erwähnt seien ferner noch von neueren Sensibilisatoren das Pinaverdol, Pinacyanol, Orthochrom und Homocol. In diesen Sensibilisatoren werden entweder die gewöhnlichen Bromsilberplatten unmittelbar vor dem Gebrauch gebadet (Badeplatten), oder sie werden bereits in der Fabrik in der Emulsion sensibilisiert (Perchromoplatte usw.).

Bei der Wiedervereinigung der drei Teilaufnahmen zu einem einheitlichen farbigen Bilde unterscheidet man die additive und die subtraktive Synthese. Bei der ersteren gelangt die Summe der durch die drei Reproduktionsfilter hindurchgelassenen Lichtarten zur Wirkung, bei der letzteren der Rest, welcher nach Abzug aller von irgendeinem Filter absorbierten Wellenlängen vom weißen Lichte noch übrig bleibt. Man kann nämlich die Filter, die das durch die drei Teildiapositive hindurchgehende Licht filtrieren, erstens nebeneinander

1) Donath, l. c., S. 90.

anbringen; dann wirkt die Summe des durchgelassenen Lichtes. Man kann aber auch zweitens die einzelnen Filter aufeinander legen; dann wird nur dasjenige Licht wirken, das von keiner der gefärbten Schichten absorbiert wird, und der ganze Rest wird vom weißen Lichte „subtrahiert". Die imponierendste, wenn auch praktisch nicht bedeutungsvollste Form der additiven Synthese ist das Projektionsverfahren, bei welchem nach den drei Teilnegativen Diapositive angefertigt werden, die mit Hilfe starker weißer Lichtquellen durch je ein dem Aufnahmefilter entsprechendes bzw. gleichwertiges Reproduktionsfilter hindurch übereinander auf einen Schirm projiziert werden. Hier sind in konstruktiver Hinsicht einerseits durch Miethe, andererseits durch Donath Fortschritte im Bau der Projektionsapparate erzielt worden. Auch sind diesem Verfahren die allen Methoden der indirekten Farbenphotographie gemeinsamen Fortschritte in der Herstellung der Platten und Filter zugute gekommen.

Besondere Aufmerksamkeit haben in den letzten Jahren die Versuche erregt, die Reproduktionsfilter, in lineare oder auch punktförmige Elemente aufgelöst, direkt auf der zu betrachtenden Platte (dem Diapositiv) anzubringen. Die Bedingung dafür ist natürlich, daß auch die drei Teilnegative, bzw. Teildiapositive in punktförmige oder lineare Elemente aufgelöst werden, wobei stets die Elemente einer Teilplatte durch die entsprechenden Filterelemente abzudecken sind. Hierhin gehört das Autochromverfahren der Brüder Lumière und die additive Synthese mittels Linienraster (Warner-Powrie-Prozeß und Omnicoloreplatte von Ducos de Hauron).

Beim Autochromverfahren werden auf einer gelatinierten Glasplatte eine große Anzahl Stärkekörner ausgebreitet, die in den Grundfarben des Systems, Orangerot, Grün und Violett, gefärbt sind. Die Mengenverhältnisse derselben sind so bemessen, daß sie in ihrer Gesamtwirkung ein farbloses Grau ergeben. Diese gefärbte Körnerschicht wird mit der panchromatischen Emulsion überzogen. Die so präparierte Glasplatte wird durch die Glasseite hindurch dem Lichte ausgesetzt. Würde man jetzt entwickeln und fixieren, so würde man unter jeder der drei einfarbigen, aus diskreten Elementen bestehenden Schichten ein aus einzelnen Punkten zusammengesetztes Negativ erhalten. Betrachtet man dieses Negativ durch die Aufnahmefilter, d. h. sieht man einfach durch die gefärbte Stärkekornschicht hindurch, so erhält man ein der Wirklichkeit in den Farben komplementäres Bild. Das ist ohne weiteres verständlich, wenn man bedenkt, daß es bei der additiven Synthese zu Zwecken der Projektion erforderlich ist, die Negative zunächst in Diapositive umzuwandeln, um ein naturwahres und nicht etwa ein dem Original in den Farben komplementäres Bild zu erhalten. Nun kann man natürlich nicht von den Teilnegativen unter der Stärkekornschicht Diapositive anfertigen und Punkt für Punkt wieder mit einem gleichartigen Filter bedecken. Man muß daher das Negativ selbst, bevor es entsteht, in ein Diapositiv umwandeln, und dazu benutzen die Brüder Lumière die folgende Methode. Die Platte wird nur entwickelt, aber nicht fixiert. Statt dessen wird sie in einer oxydierenden Flüssigkeit gebadet, welche das metallische Silber auflöst, das unveränderte Bromsilber aber zurückläßt. Man braucht nun nur noch die ganze Platte frei dem Tageslichte auszusetzen, zu entwickeln und zu fixieren, um eine Schicht zu erhalten, welche Schatten und Lichter im umgekehrten Verhältnis wie die ursprüngliche Schicht besitzt. Mit anderen Worten: das Negativ, bzw. die Negative sind gar nicht entstanden, sondern an ihrer Stelle die Diapositive. Das neue Verfahren, welches, wenn auch nicht theoretisch (es wird zwar eine einzige, aber keine einheitliche Platte verwandt), so doch praktisch zum ersten Male in einigermaßen befriedigender Weise das Problem der direkten Farbenphotographie löst, hat begreiflicherweise eine große Reihe von Laboratoriumsuntersuchungen gezeitigt. So macht, um einige Untersuchungen aus den letzten Jahren zu nennen, Guébhard[1]) auf einige Schwierigkeiten aufmerksam, die sich aus der individuellen Empfindlichkeit jeder Platte für die einzelnen Farben des Spektrums ergeben, namentlich aber auch aus der Ungleichheit der Schwärzungskurven, welche die Schwärzungen als Funktionen der Intensität darstellen; diese Kurven sind nämlich für die einzelnen Wellenlängen wesentlich verschieden. Eine sehr eingehende Untersuchung über die mikroskopische Struktur der Autochromplatte hat Scheffer[2]) angestellt, wobei sich u. a. ergab, daß die schwarzen entwickelten Silberkörner kleiner sind als die Filterkörner.

Der Autochromprozeß kommt auf eine Zerlegung in Teilbilder heraus, welche aus einzelnen Punkten zusammengesetzt sind. Indes kann eine solche Zerlegung auch in anderer Weise stattfinden, wenn nur die Zwischenräume zwischen den einzelnen Teilbildern klein genug sind, um dem Auge einen lückenlosen Gesamteindruck des einzelnen Teilbildes für sich zu gewähren. In diesem Falle werden sich immer die nebeneinander liegenden Farben additiv zu einem einheitlichen Gesamteindruck vereinigen. So hat man schon lange, einer Anregung von

1) Eders Jahrb. f. Photographie 1908, S. 164.
2) Eders Jahrb. f. Photographie 1908, S. 96.

Ducos de Hauron folgend, sich bemüht, die Zerlegung in Teilbilder mit Hilfe von einzelnen farbigen, nebeneinander angeordneten Linien vorzunehmen. Diese Liniensysteme werden in Anlehnung an einen in der Drucktechnik üblichen Ausdruck als „Linienraster" bezeichnet. Die Hauptschwierigkeit ist gerade wie bei der Zerlegung der Farbplatte in punktförmige Elemente auch hier bei der Zerlegung in lineare Elemente eine technische. Es fragt sich vor allem wie man ein Liniensystem in einer Weise herstellt, bei der sich die Nachbarlinien nicht überdecken, da infolge einer Überdeckung die Synthese zum Teil subtraktiv verlaufen würde; man muß aber (ebenso wie beim Punktraster) auch dafür sorgen, daß kein Zwischenraum zwischen den einzelnen farbigen Linien bleibt, durch welchen weißes Licht hindurchtreten könnte; dadurch würde natürlich die Sattheit der Farben leiden. Solche Raster wurden zuerst von Jolly in England und Mc Donough in Amerika hergestellt. Neuerdings sind namentlich zwei Herstellungsmethoden der Raster in den Vordergrund getreten, der Warner-Powrie-Prozeß und derjenige der Omnicolore- oder Jouglaplatte. Beim Warner-Powrie-Prozeß wird eine Bichromatgelatineschicht unter einem System von abwechselnd durchsichtigen und undurchsichtigen Parallellinien belichtet, wobei die undurchsichtigen Linien die doppelte Breite der durchsichtigen haben. An den durchsichtigen Stellen wird die Bichromatgelatine unlöslich, während sie an den undurchsichtigen mit warmem Wasser weggelöst werden kann. Die verbleibenden Gelatinestreifen werden mit einem grünen Farbstoff eingefärbt und die Färbung mit Tannin fixiert. Die Platte wird nun noch einmal mit der lichtempfindlichen Bichromatgelatineschicht überzogen und in analoger Weise erst das rote und dann das blaue Liniensystem hergestellt. Die weitere Behandlung der Schicht (Überziehen mit panchromatischer Emulsion) und Herstellung der Bilder ist analog wie bei dem Autochromprozeß, von dem sich das Verfahren nur durch die Art der Filterelemente unterscheidet.

Wenn die Reproduktionsfilter nicht wie bei dem geschilderten Verfahren nebeneinander, sondern übereinander angeordnet werden, also bei der subtraktiven Synthese, so gelten andere Regeln für das Verhältnis von Aufnahme- und Reproduktionsfiltern. Diese können so formuliert werden, daß für eine wirklich panchromatische Platte das Aufnahmefilter spektral komplementär zu der Farbe des Reproduktionsfilters bzw. der Druckfarbe (wenn nämlich die drei Teilbilder übereinander gedruckt werden) sein muß. In Wirklichkeit aber werden die Verhältnisse durch die Individualität des Sensibilisators komplizierter. Allerdings kommt man bezüglich des Farbensystems der Aufnahmefilter praktisch meist mit dem in der additiven Synthese angewandten aus.

Wir wollen von den drei Farbendrucken, welche nur in einem losen Zusammenhang mit der eigentlichen Farbenphotographie stehen, absehen und uns auf die subtraktiven Einzelkopien im Sinne der eigentlichen Photographie beschränken. Bei der Herstellung derselben wird überwiegend von den Eigenschaften der Bichromatgelatine Gebrauch gemacht, welche nach der Belichtung nicht nur, wie bereits erwähnt, ihre Quellbarkeit, sondern zugleich auch ihre Löslichkeit in Wasser verliert und weiterhin an den belichteten Stellen der Anfärbung durch Farbstoffe wie auch andererseits der Entfernung bereits vorhandener Farbstoffe größeren Widerstand entgegensetzt. So werden neuerdings mit Gelatine überzogene Folien in den Handel gebracht, die vor dem Gebrauch durch Baden in Bichromatlösung zu sensibilisieren sind. Nach der Belichtung werden sie mit warmem Wasser entwickelt, wobei sich die unbelichteten Partien auflösen. Wird nunmehr die farblose Folie in einem geeigneten Farbstoff (dessen Farbe also bei idealer Sensibilisierung zu der des Aufnahmefilters komplementär ist) gebadet, so nehmen nur die von der Gelatine noch bedeckten Stellen den Farbstoff auf, und es resultiert ein farbiges Teilbild. Die drei Teilbilder werden dann aufeinander gepaßt, und durch ihre Gesamtwirkung hat man eine subtraktive, farbengetreue Synthese des ursprünglichen Objektes.

Während hierbei zur Herstellung jeder einzelnen Kopie die drei Teilnegative und die Farbbäder jedesmal von neuem benutzt werden müssen, ist neuerdings ein Verfahren angegeben worden, bei dem von den drei Teilnegativen drei mit Farbstoffen imprägnierte Druckplatten hergestellt werden, die, wie es bei der Hektographie üblich ist, den betreffenden Farbstoff auf Vorrat enthalten. Werden diese aus Zelluloid bestehenden farbstoffreichen Platten mit Gelatine in Kontakt gebracht, so geben sie an dieselbe den Farbstoff durch Diffusion ab, wodurch nun die eigentlichen Teilbilder entstehen. Indem man sie übereinander klebt, erhält man die Einzelkopie. Das Verfahren ist zuerst von Sanger-Shepherd im Jahre 1902 vorgeschlagen und dann weiter durch die Höchster Farbwerke unter dem Namen Pinatypie ausgearbeitet worden.

Nicht von der Lichtempfindlichkeit der Chromatgelatine, sondern derjenigen von Silbersalzen macht eine von A. Traube unter dem Namen Diachromverfahren eingeführte Kopiermethode Gebrauch, bei welcher nach den drei Teilnegativen zunächst drei Teildiapositive hergestellt werden. Diese werden in Jodsilber

übergeführt, welches die Eigentümlichkeit besitzt, Farbstoffe aufzunehmen. Endlich wird das Jodsilber entfernt, und der als Lack fixierte Farbstoff stellt das Teilbild dar.

Eines der subtraktiven Kopierverfahren, die sog. Pinachromie, führt den einzelnen Teilbildern keinen fertigen Farbstoff zu, sondern läßt denselben erst im Lichte entstehen. Die Leukobasen organischer Farbstoffe werden im Lichte wesentlich leichter oxydiert als im Dunkeln, und so in die betreffenden Farbstoffe verwandelt. Wenn man die Leukobase in eine Schicht von Salpetersäureestern von Glyzerin, Mannit und Glukose einbettet, so geht diese Oxydation hinreichend schnell vor sich, um ein Kopierverfahren darauf zu gründen. Man braucht nur unter jedes der drei Teilnegative eine Schicht zu bringen, die mit der Leukobase eines Farbstoffes von derjenigen Nuance imprägniert ist, welche das Teilbild gemäß dem gewählten Grundfarbensystem annehmen muß, und die drei Teilbilder aufeinander zu passen. Dies geschieht in der Weise, daß zunächst das blaue Teilbild erzeugt wird; man fixiert, indem man die unveränderte Leukobase mit Monochloressigsäure auszieht. Dann wird die Schicht mit einer Schutzschicht aus gehärteter Gelatine überzogen. Auf dieser wird nunmehr in genau der gleichen Weise die rote Teilschicht und endlich ebenso die gelbe Teilschicht erzeugt.

(Eingegangen 6. August 1909.)

PHYSIKALISCHE TECHNIK.

Kalziumkarbid als Trockenmittel bei elektrostatischen Arbeiten.

Von Th. Wulf.

Als Trockenmittel bei elektrostatischen Arbeiten verwendet man meistens metallisches Natrium. Solange Natrium rein ist, wirkt es in der Tat ausgezeichnet. In sehr feuchter Luft überzieht es sich bald mit einer feuchten Schicht Natriumhydroxyd und wirkt dann bedeutend langsamer. Ich kam dann auf den Gedanken, Kalziumkarbid zu versuchen, welches ja ebenfalls sehr stürmisch Wasser zersetzt. Der Geruch des erzeugten Gases wird zwar zuweilen seiner Anwendung besonders im Laboratorium entgegenstehen, aber im Freien spielt das keine Rolle. Häufig ist auch der Apparat gut verschlossen und handelt es sich nur darum, dauernd alle Spuren von Feuchtigkeit fern zu halten. In diesen Fällen leistet Karbid sehr gute Dienste. Ich habe es zum Beispiel in dem von mir konstruierten Apparat [1]) zur Messung der γ-Strahlen radioaktiver Stoffe verwendet. Einige Stücken Karbid erhielten sich wochenlang in dem Trockengefäß, obwohl der Apparat auch bei strömendem Regen im Freien blieb.

Der Hauptvorzug des Karbids vor dem Natrium liegt darin, daß die verbrauchte Masse als trockenes Pulver meist zu Boden fällt und die wirksamen Oberflächen frei läßt. Außerdem ist es in der Aufbewahrung und Behandlung viel weniger anspruchsvoll und endlich kann man es dank der großen Verbreitung der Fahrräder fast überall erhalten.

Ein einfacher Versuch, der jedoch keinen Anspruch auf Genauigkeit macht, bewies, daß das Karbid dem *Na* zum wenigsten gleichwertig ist. Unter einer luftdicht schließenden Glasglocke befand sich ein Lambrechtsches Haarhygrometer. Mittels eines Zirkulationsgebläses wurde die Luft durch eine Wasserflasche getrieben, bis das Hygrometer 100 Proz. Feuchtigkeit anzeigte. Alsdann wurden durch ein oben eingesetztes, etwa 60 cm langes Glasrohr das eine Mal 6 Stückchen Karbid und bei einem folgenden Versuche ebensoviel Natrium von beiläufig gleicher Größe hineingeworfen. Der Rückgang der relativen Feuchtigkeit erfolgte in der ersten Stunde ungefähr gleich, später aber gewann das Karbid einen merklichen Vorsprung, wie folgende Zahlen zeigen.

Die Zahlen geben die Angaben des Hygrometers verschiedene Stunden nach Einführung der Trockensubstanz.

Zeit: Stunden	0	1	2	4	6	9	12	18	24
Natrium . .	100	72	54	40	33	26	21	15	13
Karbid . .	100	71	49	33	26	18,5	13	7,5	5

Aus der Tabelle folgt mindestens, daß man mit Kalziumkarbid ebenso schnell einen hohen Grad von Trockenheit erzielt, als mit metallischem Natrium.

Valkenburg, Phys. Instit. des Ignatius-Kollegs, 16. September 1909.

(Eingegangen 23. September 1909.)

1) Th. Wulf, diese Zeitschr. 10, 152, 1909.

Über eine einfache und auf größere Entfernungen brauchbare mechanische Kraftübertragung für rasch rotierende Apparate von geringer Leistung.

Von G. Rempp und R. Wenger.

Bei Versuchen, die den Betrieb eines Ventilators durch einen in größerem Abstand davon befindlichen kleinen Elektromotor bezweckten



— es handelte sich um den Motor und zugehörigen Ventilator unseres Meteorographen für bemannte Ballons (s. Katalog der Firma J. und A. Bosch, Straßburg) — konnten wir feststellen, daß der gewünschte Zweck sich sehr leicht und auf überraschend große Entfernungen einfacher mittels eines dünnen und elastischen Drahtes erreichen ließ, dessen Enden in geeigneter Weise an den Achsenenden der beiden Apparate befestigt waren, ein Verfahren, das für ganz kleine Entfernungen ja schon üblich ist. Unter Verwendung eines 0,3 mm-Bronzedrahtes gelang uns bei unseren Versuchen die Übertragung der Bewegung ohne Schwierigkeit auf 100 m, wobei, was erschwerend ins Gewicht fällt, der Draht zwischen nahezu gleich hohen Punkten ausgespannt war. Innerhalb gewisser Grenzen war die Spannung des Drahtes ohne Einfluß; übermäßige Vergrößerung derselben erhöhte selbstverständlich in unzulässigem Maße die Reibung in den Achsenlagern, während bei allzu starkem Nachlassen ein größerer Teil der Energie von den stehenden Schwingungen absorbiert zu werden schien, die sich auf dem Drahte ausbildeten, und deren Amplitude normalerweise noch nicht 1 cm betrug. Schon durch Führung mit der Hand konnte der Draht im rechten Winkel abgelenkt werden; wurde er durch eine Drahtspirale gezogen, so konnte er, ohne daß die Übertragung merklich darunter litt, zu einem Kreise von ca. 40 cm Durchmesser herumgebogen werden.

Die geschilderte Art der Kraftübertragung erscheint in erster Linie geeignet für Ventilatoren an Thermographen und Hygrographen zu meteorologischen und technischen Zwecken, sowie an luftelektrischen Apparaten, in Fällen, wo die Art des zur Verfügung stehenden Motors die Anbringung desselben unmittelbar an den Apparaten verbietet.

Straßburg i. E., Meteorologische Landesanstalt, September 1909.

(Eingegangen 27. September 1909.)

BESPRECHUNGEN.

Marcel Brillouin, Leçons sur la viscosité des liquides et des gaz. In 2 Teilen. Gauthier-Villars, Paris 1907

M. Brillouin ist nicht nur einer der fähigsten von den jüngeren französischen Theoretikern, sondern er ist auch überaus geschickt und klar in der Darstellung und in der Diskussion der experimentellen Methoden. Das zeigt sich in besonders hohem Maße in den vorliegenden „Vorlesungen über die Viskosität der Flüssigkeiten und Gase", die, obgleich hohe Anforderungen an den Hörer bzw. Leser stellend, nach beiden Seiten hin als mustergültig bezeichnet werden dürfen.

Wer sich (gleichviel ob theoretisch oder praktisch) mit Problemen der inneren Reibung bei Flüssigkeiten oder Gasen befaßt, sollte nicht versäumen, die Brillouinsche Darstellung einzusehen, die nach beiden Richtungen hin reiche Anregung und eine Fülle nützlicher Kenntnisse vermittelt und besonders wegen der außerordentlichen Belesenheit des Verfassers von Nutzen ist. E. Bose.

F. Stolze, Die Panoramenapparate in ihren Vorzügen und Mängeln sowie ihre Verwendung in der Praxis. (Encyklopädie der Photographie. Heft 64.) Halle a. S., W. Knapp. 1909. M. 3.—

Die beiden menschlichen Augen bestreichen zusammen einen weit größeren Bildwinkel, als eines der gewöhnlichen, namentlich älteren Objektive liefert. Die künstliche Erweiterung dieses Bildwinkels ist Aufgabe der sogenannten Panoramenapparate. Verfasser, der bei der Ausbildung des diesbezüglichen Systems selbst mitgewirkt hat, schildert zunächst die historische Entwicklung des Gebietes, um sich dann namentlich den Eigentümlichkeiten zuzuwenden, die hier bezüglich der Perspektive entstehen. Die beiden Haupttypen der Apparate benutzen entweder einen während der Aufnahme zylindrisch gelagerten Film oder einen solchen, der sich während des Rotierens des Objektivs zwischen zwei Filmrollen ab- und aufrollt. Von Verwendungsarten in der Praxis wird speziell auf Panoramenaufnahmen für Photogrammetrie und für Zwecke der Luftschiffahrt eingegangen. Byk.

C. G. Knott, The physics of earthquake phenomena. gr. 8. XII u. 283 S. mit 44 Figuren. Oxford, The Clarendon Preß. 1908. 14 sh. net.

Die Einleitung bemerkt, daß das vorliegende Werk einem in Aberdeen 1905—06 gehaltenen Kolleg über Erdbebenkunde entspricht, dem ersten in England über dies Thema gehaltenen. Verfasser beschränkt sich auf solche Erscheinungen, die physikalischer Natur sind oder physikalisches Interesse bieten. Die Darstellung ist, was Formelsprache anbetrifft, elementar, doch ist der Text vielfach eine in Worte gesetzte Formel und verlangt viel physikalische Auffassungsgabe, da eine eben gegebene physikalische Deutung von nun an als bekannt an-

genommen wird, so daß in wenigen Abschnitten sehr viel enthalten ist. Dies gilt besonders von den Kapiteln über die Elastizität der Erde, die elastischen Wellen in ihr und über seismische Strahlen. Die zwei Kapitel über periodische Phänomene sind typisch englisch; in ihnen spielt die harmonische Analyse eine große Rolle, jedoch nicht in der unüberlegten Weise, wie sie früher angewandt wurde, sondern unter der Kritik der Schusterschen Periodographenprobe.

Unter den erwähnten Instrumenten steht der Milneapparat im Vordergrunde, Wiecherts Pendel ist nur in der Einleitung, da allerdings auch besonders hervorgehoben. Das Buch stellt naturgemäß den Stand des Wissens dar, auf den der Verfasser unsere Kenntnis der Erdbebenphänomene in seiner langjährigen Tätigkeit in Japan gehoben hatte. A. Nippoldt.

J. Joly, Radioactivity and geology. An account of the influence of radioactive energy on terrestrial history. 8. XI u. 287 S. mit 2 Tafeln. London, A. Constable & Co. Ltd. 1909. 7 sh 6 d no.

Die 12 Kapitel des recht anregend geschriebenen Buches behandeln etwa folgendes:

1. Grundlagen der Radiologie. Theorie der radioaktiven Umwandlung. Wärmetönungen. Beziehungen zwischen Radium und Uranium. Stellung von Ionium und Aktinium.

2. Prinzipien der Messung bezw. Schätzung kleiner Radiummengen in der Erde. Einfluß von hohen Drucken und Temperaturen.

3. Radium in Gesteinen und im Wasser der Erdrinde. Mügges Beobachtungen und Versuche zur Erklärung der pleochroitischen Höfe.

4. Geothermische Tiefenstufen, Wärmeleitfähigkeiten und Radioaktivität. Beobachtungen im Simplontunnel und im Gotthard.

5. Instabilität der Erdrinde. Periodizität der Gebirgsbildung und Beziehungen der letzteren sowie der Geosynklinalen und der Erdbeben zur Erdradioaktivität.

6. Instabilität des Meeresbodens, Sedimentation und Meeres-Transgression.

7. Radioaktivität und neuere Auffassungen der alpinen Tektonik.

8. Radioaktivität, Erwärmung der Erde und Erdabkühlung. Theorie von Lord Kelvin.

9. Dicke der radioaktiven Erdzone. Anreicherung von Uranium in der Erdrinde.

10. Radioaktivität der Atmosphäre. Radiumemanation und Thoriumemanation.

11. Das Alter der Minerale und der Erde.

12. Praktische Messung der Radioaktivität.

Johnsen.

J. N. Friend, The theorie of valency. (Text-Books of physical chemistry by W. Ramsay.) 8. XIV u. 180 S. London, E. C. 39 Paternoster Row, Longmans, Green, and Co. 1909. 5 sh.

Ramsays Textbook-Cyklus ist hier des öfteren eingehend behandelt worden. Es handelt sich in dem vorliegenden Bändchen um einen wesentlich chemischen Gegenstand, die Valenztheorie, deren Darstellung sich den übrigen Teilen des Ganzen in angemessener Weise einfügt. E. Bose.

Tagesereignisse.

In England wurde der Grundstein zu dem ersten Radiumwerk gelegt. Die Grundsteinlegung wurde von Lady Ramsay vollzogen, die in Begleitung von Sir William Ramsay erschienen war. Man erwartet für die ersten Jahre eine Leistungsfähigkeit von 5—6 g Radium jährlich.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Aachen Dr. Alois Timpe für Mechanik, an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Decker für Chemie, an der Universität Königsberg Dr. Theodor Kaluza für reine und angewandte Mathematik, an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. J. Wallot für Physik.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Deutschen Technischen Hochschule in Prag Dr. Rudolf Saliger zum ord. Professor für Mechanik an der Technischen Hochschule in Wien, der a. o. Professor Dr. Gerhard Kowalewski in Bonn zum ord. Professor der Mathematik an der Deutschen Technischen Hochschule in Prag als Nachfolger von Professor Dr. Anton Grünwald, der a. o. Professor Dr. Alfred Denizot an der Technischen Hochschule zu Lemberg zum ord. Professor für allgemeine und analytische Mechanik ebendaselbst, der a. o. Professor Dr. phil. Zdislaw Krygowski an der Technischen Hochschule zu Lemberg zum ord. Professor der Mathematik ebendaselbst.

Verliehen: Dem ord. Professor und Direktor des Physikalischen Instituts der Universität Kiel Dr. Konrad Dieterici der Charakter als Geh. Regierungsrat.

Neuer Lehrauftrag: An der Universität London Ingenieur A. P. Thurston für Luftschiffahrt und Aviatik.

Verzicht auf venia legendi: Der Privatdozent der Chemie an der Universität Straßburg Dr. Wilhelm Köhl.

Gestorben: Der Leiter des Meteorologischen Observatoriums der Firma Karl Zeiß in Jena Physiker Dr. Paul Riedel.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 24. | 1. Dezember 1909. Redaktionsschluß für No. 25 am 13. Dezember 1909. | 10. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Beitrag zur Frage über den Durchgang der β-Strahlen durch Materie.

Von Heinrich Willy Schmidt.

I. Strahlenverteilung und Geschwindigkeitsverlust.

Bestimmte radioaktive Elemente senden homogene β-Strahlen aus, d. h. β-Strahlen, die im Momente ihrer Entstehung sämtlich gleiche Geschwindigkeit haben. Von verschiedenen Seiten ist festgestellt worden, daß solche homogene β-Strahlen von Materie nach einem Exponentialgesetz hindurchgelassen werden, d. h. daß die ursprüngliche Intensität J_0 der Strahlen beim Durchgang durch die Schichtdicke x auf den Betrag

$$J_x = J_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \qquad (1)$$

herabsinkt[1]). Die Größe $\frac{1}{\mu}$, die „Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen für Materie"[2]), hängt ab von Strahlenart und Materie, ist aber sonst innerhalb weiter Grenzen als annähernd konstant gefunden worden. Aus einer Unabhängigkeit der Größe $\frac{1}{\mu}$ von der durchstrahlten Schichtdicke folgt die Differentialgleichung

$$dJ = -\mu J dx, \text{ bzw. } d \log J = -\mu dx, \qquad (2)$$

die aussagt, daß in Schichten gleicher Dicke jedesmal derselbe Prozentsatz der ankommenden Teilchen vernichtet wird, während die übrigen mit unveränderter Geschwindigkeit hindurchfliegen[1]).

Ein derartiger Schluß hätte nur dann strenge Berechtigung, wenn eine absolute Konstanz von $\frac{1}{\mu}$ erwiesen wäre. Das ist aber nicht der Fall. Vielmehr können wir eine Veränderlichkeit der Größe $\frac{1}{\mu}$ nach drei Richtungen hin unterscheiden:

1. die hindurchgelassene Strahlung nimmt für dünne Schichten schneller ab, als nach dem erwähnten Exponentialgesetz zu erwarten ist;

2. mit zunehmender Schichtdicke wird $\frac{1}{\mu}$ kleiner, d. h. die Durchdringungsfähigkeit der Strahlen wird geringer;

3. der Zahlenwert $\frac{1}{\mu}$ hängt von der gewählten Versuchsanordnung ab.

Zeichnet man also den Logarithmus der Strahlungsintensität J_x in seiner Abhängigkeit von der durchstrahlten Schichtdicke x in ein Kurvenblatt ein, so bekommt man eine Kurve,

1) Dabei ist die Strahlungsintensität in den meisten Fällen durch das Ionisationsvermögen der Strahlen gemessen. Doch scheint das gleiche Gesetz zu gelten, wenn statt der Strahlungsintensität die Anzahl der hindurchgegangenen Teilchen bestimmt wird (vgl. z. B. W. Makower, Phil. Mag. (6) **17**, 171, 1909).

2) Ich vermeide für μ die sonst allgemein übliche Bezeichnung „Absorptionskoeffizient", da μ kein Maß für die absorbierte Strahlung ist, sondern ein Maß für die absorbierte und reflektierte (diffus zerstreute) Strahlung zusammen.

1) Über die bisher vorliegenden Messungen vgl. H. W. Schmidt, Bericht über den Durchgang der β-Strahlen durch feste Materie, Jahrb. d. Rad. u. El. **5**, 451, 1908.



die für kleine Schichtdicken konkav nach oben ist, für mittlere Schichtdicken beinahe geradlinig verläuft und für größere Schichtdicken sich immer steiler gegen die Abszissenachse neigt (konkav nach unten wird). Die durchschnittliche Neigung einer solchen Kurve gegen die Abszissenachse schwankt im allgemeinen von Versuchsanordnung zu Versuchsanordnung (vgl. später Fig. 5a u. 6a).

Der anfängliche steile Abfall der Kurve für die hindurchgelassene Strahlung läßt sich theoretisch erklären. Unter bestimmten Vorstellungen über den Mechanismus des Durchgangs der β-Teilchen durch Materie — daß nämlich in Schichten gleicher Dicke ein bestimmter Teil der ankommenden Teilchen völlig vernichtet, ein anderer Teil zerstreut wird — ergibt sich, daß eine Platte von der Dicke x den Anteil

$$\delta = \frac{e^{-\mu x}}{1-p^2 e^{-2\mu x}} \cdot (1-p^2) \quad (3a)$$

der ursprünglichen Strahlung hindurchläßt und den Anteil

$$\varrho = \frac{p(1-e^{-2\mu x})}{1-p^2 e^{-2\mu x}} \quad (3b)$$

reflektiert. Aus (3b) ist ersichtlich, daß p den Teil der einfallenden Strahlungsintensität bedeutet, der von einer sehr dicken Platte reflektiert wird. Wenn wir vom Nenner und dem belanglosen konstanten Gliede $(1-p^2)$ absehen, ist Gleichung (3a) mit dem Exponentialgesetz (1) identisch. Der Nenner wird auf den Wert von δ in (3a) nur dann von Einfluß sein, wenn p groß und x klein ist und in diesem Fall bewirken, daß δ mit zunehmendem x schneller als nach dem Exponentialgesetz $e^{-\mu x}$ abfällt. Tatsächlich ist eine dementsprechende Abweichung deutlich auch nur bei kleinen Filterdicken und solchen Substanzen festgestellt worden, die ein großes Reflexionsvermögen für β-Strahlen besitzen.

Während man bei der Erklärung dieser Abweichung vom Exponentialgesetz an der Annahme einer unveränderten Geschwindigkeit der β-Teilchen festhalten kann, ist es schwierig, das allmähliche Kleinerwerden der Durchdringungsfähigkeit der Strahlen damit in Einklang zu bringen. Zunächst erscheint denkbar, daß beim tieferen Eindringen in Materie die Geschwindigkeit der Teilchen konstant bleibt und daß sich nur die Strahlenverteilung ändert. Nun muß sich aber, selbst wenn wir ursprünglich parallele Strahlen haben, nach dem Durchgang durch mehr oder weniger dünne Schichten eine Verteilung der Strahlen beim Austritte aus der Materie herstellen, die einer gleichmäßigen Verteilung der Strahlen in der Materie entspricht. Daß sich eine derartige Verteilung mit wachsender Schichtdicke verändern, daß sich also der wahrscheinlichere in den unwahrscheinlicheren Zustand verwandeln soll, widerspräche unseren Grundanschauungen über solche Vorgänge. Viel ungezwungener läßt sich aber die allmähliche Abnahme der Durchdringungsfähigkeit mit zunehmender Schichtdicke durch einen — freilich nur geringen — Geschwindigkeitsverlust der Teilchen erklären [1]).

Wenn wir uns schließlich zu Punkt 3 wenden, nach dem eine Abhängigkeit der Durchdringungsfähigkeit von der jeweiligen Versuchsanordnung vorhanden ist, so kann man hier in erster Linie wieder an den Unterschied in der ursprünglichen Strahlenverteilung denken, durch den der Prozentsatz der in das Ionisierungsgefäß gelangenden Strahlen beeinflußt wird. Ganz sicher wird dieser Umstand bei der Erklärung der Erscheinungen mit heranzuziehen sein. In den meisten Fällen freilich werden wir zu einer befriedigenden Erklärung nur dann kommen, wenn wir berücksichtigen, daß in einem zur Messung gelangenden Strahlenbündel stets Strahlen verschiedener Geschwindigkeit vorhanden sind und daß je nach der Zusammensetzung des Strahlenbündels eine größere oder kleinere Durchdringungsfähigkeit herauskommt.

In der vorliegenden Mitteilung sollte zunächst nachgewiesen werden, ob ein Unterschied in der Durchdringungsfähigkeit der Strahlung festzustellen ist, die von der Vorder- und Rückseite einer von β-Strahlen getroffenen Platte ausgeht („incidence" und „emergence radiation"). Die von der Vorderseite einer Platte ausgehende Strahlung (reflektierte Strahlung, „incidence

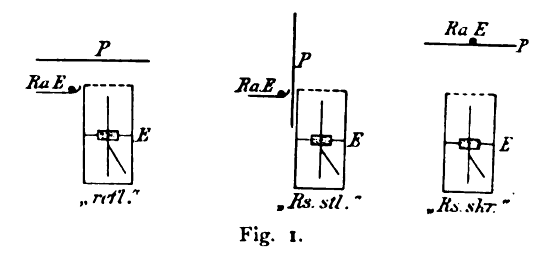


Fig. 1.

radiation") wurde so untersucht (vgl. Fig. 1), daß sich die bestrahlte, ziemlich dicke Platte

1) Ob sich ein direkter Nachweis für eine Geschwindigkeitsänderung aus magnetischen Ablenkungsversuchen erbringen läßt, muß vorläufig dahingestellt bleiben. Denn durch eine verhältnismäßig geringe Geschwindigkeitsänderung wird das Durchdringungsvermögen der Strahlen außerordentlich stark beeinflußt. Da nun die festgestellten Änderungen der Durchdringungsfähigkeit nur klein sind, wird eine dadurch bedingte Geschwindigkeitsverminderung in den meisten Fällen innerhalb der Genauigkeitsgrenze der Messung liegen. Es ist deshalb nicht zu verwundern, daß durch direkte Versuche eine Geschwindigkeitsänderung bisher nicht festgestellt werden konnte (H. W. Schmidt, diese Zeitschrift **8**, 361, 1907). Freilich war bei diesen Versuchen die ursprüngliche Intensität durch vorgeschaltete Filter nur auf den ca. 15. Teil herabgesetzt worden. Unter Benutzung sehr starker Präparate dürfte es deshalb nicht ausgeschlossen erscheinen, daß bei genügender Verminderung der Anfangsintensität eine kleine Geschwindigkeitsabnahme der hindurchgegangenen Teilchen gefunden wird.

Tabelle I.

Versuche mit *RaE*-Strahlen: $\frac{\mu}{D}$ für vorher beeinflußte Strahlen.

	$\frac{\mu}{D}$ für *Al* in cm²gr⁻¹					$\frac{\mu}{D}$ für *Pb* in cm²gr⁻¹				
		Radiator					Radiator			
	Ra E	*Al*	*Zn*	*Sn*	*Pb*	*Ra E*	*Al*	*Zn*	*Sn*	*Pb*
„dir." = direkte Strahlung	16,2	—	—	—	—	24,4	—	—	—	—
„refl." = von der Vorderseite ausgehende Strahlung	—	29,5	—	24,0	22,9	—	43,2	34,8	31,4	30,0
„Rs. stl." = von der Rückseite seitlich ausgehende Strahlung	—	22,6 29,0 —	—	—	16,5 17,7 20,7	—	—	—	—	24,8
„Rs. skr." = von der Rückseite senkrecht ausgehende Strahlung	—	15,8 18,5 20,0	—	—	12,8 15,5 17,3	—	28,2	—	—	24,2

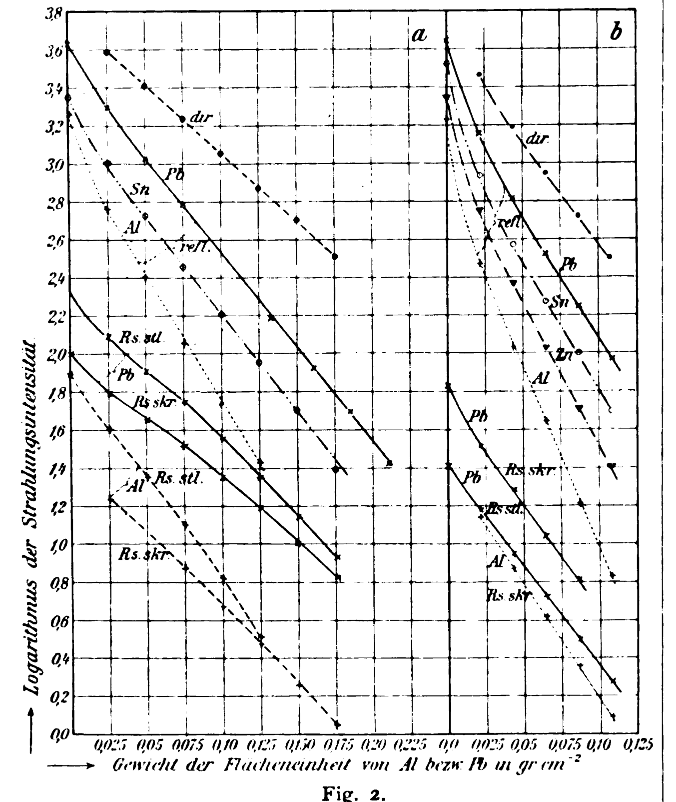


Fig. 2.

P (aus *Al*, *Zn*, *Sn*, *Pb*) in ca. 4—6 cm Entfernung über dem Zerstreuungsgefäß eines Blattelektrometers *E* befand. Das strahlende Präparat *RaE* — Radium *E*-haltiges Wismutoxychlorid [1]) — lag seitlich vom Elektrometer auf einem gebogenen Bleiblech, so daß direkte Strahlen nicht in den Meßraum gelangen konnten („refl."). Bei Untersuchung der von der Rückseite der bestrahlten Platte in schräger Richtung ausgehenden Strahlung (emergence radiation) wurde die Platte *P* senkrecht zwischen Elektrometer *E* und Präparat *RaE* aufgestellt („Rs. stl."). Bei der von der Rückseite senkrecht zur Platte weggehenden Strahlung wurde die bestrahlte Platte *P* in ca. 10 cm Entfernung direkt über dem Zerstreuungsgefäß befestigt und auf sie das zugedeckte Präparat *RaE* gelegt („Rs. skr.") (vgl. Fig. 1). Als bestrahlte Platte wurde in den beiden letzten Fällen eine *Al*-Platte von ca. 0,5 mm Dicke oder vier Bleifolien von zusammen 0,076 mm Dicke benutzt. Durch diese beiden Schirme wurde die ursprüngliche Strahlung auf ungefähr den gleichen Betrag herabgesetzt. — Das Zerstreuungsgefäß — ein Messingzylinder von 7 cm Durchmesser und 10 cm Höhe — war oben mit dünner *Al*-Folie verschlossen. — Auf diese Folien wurden *Al*-Bleche von 0,095 mm Dicke (= 0,025 gr-Gew. pro cm²) oder Bleifolienblätter von 0,0190 mm Dicke (= 0,022 gr-Gew. pro cm²) gelegt.

Die erhaltenen Resultate sind in Fig. 2a und 2b und in Tabelle I zusammengestellt. In den Figuren ist die Schichtdicke mal Dichte (d. h. Gewicht der Flächeneinheit) des absorbierenden Materials als Abszisse, der Logarithmus der Strahlungsintensität als Ordinate aufgetragen [1]). Zum Vergleich sind die Versuche mit der direkten Strahlung mit angeführt wor-

1) Die benutzten Präparate waren mir in liebenswürdigster Weise von Herrn Professor Giesel-Braunschweig für die Dauer meiner Versuche überlassen worden. Ich spreche dem genannten Herrn auch an dieser Stelle dafür meinen ergebensten Dank aus.

1) An dieser Abszissenwahl ist in der vorliegenden Arbeit durchweg festgehalten, und zwar deshalb, weil für die hindurchgegangene Strahlung das Gewicht der Flächeneinheit maßgebend ist und sich außerdem diese Größe experimentell ohne Kenntnis der Dicke der durchstrahlten Substanz bestimmen läßt. Aus ähnlichen Gründen wird später statt der Größe μ durchweg die Größe μ/D (μ dividiert durch Dichte) berechnet und in einigen Figuren als Ordinate benutzt.

den („dir."). Dabei befand sich das *Ra E*-Präparat in fester Entfernung ca. $\frac{1}{2}$ cm über der absorbierenden Schicht. Die in den einzelnen Fächern der Tabelle stehenden Werte sind nach der aus (1) folgenden Differenzenformel

$$\frac{\mu}{D}=\frac{\log \mathfrak{J}_0-\log \mathfrak{J}_1}{(x_1-x_0)\,D} \qquad (2')$$

für verschiedene $x\,D$ berechnet. Sind mehrere Werte angegeben, so deutet das auf einen nicht exponentialen Verlauf der Kurven für die hindurchgelassene Strahlung hin. Die an entsprechenden Stellen stehenden Zahlen beziehen sich jedesmal auf dieselbe durchstrahlte Schichtdicke[1]).

Aus den Figuren 2a und 2b und der Tabelle I ist folgendes zu ersehen:

1. Die Kurven für die reflektierte Strahlung („refl.") weichen nach einem anfänglichen, etwas steileren Abfall innerhalb der Fehlergrenzen von einer Geraden nicht ab. Dabei wurde die Intensität durchschnittlich bis auf den 50. Teil der ursprünglichen herabgesetzt. Dagegen ist die Neigung der einzelnen Kurven verschieden steil gegen die Abszissenachse; sie nimmt zu mit abnehmendem Atomgewicht des Reflektors und ist stets größer als bei den Kurven der direkten Strahlung („dir.").

2. Die Kurven für die von der Rückseite einer bestrahlten Platte ausgehende Strahlung lassen bei den Versuchen mit Blei als absorbierendem Mittel (vgl. Fig. 2b) Abweichungen von einer Geraden nicht erkennen; sie sind dagegen bei den Versuchen mit Aluminium als absorbierendem Mittel (vgl. Fig. 2a) nach unten konkav. Die von *Al* ausgehende Strahlung ist wieder wie bei 1. weicher als die von *Pb* ausgehende.

3. Für ein bestimmtes bestrahltes Metall ändert sich die Durchdringungsfähigkeit mit der Richtung der weggehenden Strahlen. Die Durchdringungsfähigkeit ist am größten für die von der Rückseite in senkrechter Richtung gehenden Strahlen und hier sogar etwas größer als für die direkt vom Präparat ausgehende Strahlung; am kleinsten für die von der Vorderseite reflektierte Strahlung. Wenn *Al* als absorbierendes Mittel benutzt wird, so sind diese Unterschiede deutlicher ausgeprägt als bei *Pb* als absorbierendem Mittel.

Wenn wir die Durchdringungsfähigkeit des jeweils untersuchten Strahlenbündels als Maß für seine durchschnittliche Geschwindigkeit ansehen, so müssen wir aus diesen Ergebnissen schließen, daß die Geschwindigkeit der in Materie eindringenden Strahlen vermindert wird, und zwar um so mehr, je kleiner das Atomgewicht der bestrahlten Materie und je größer die Ablenkung der Strahlen aus der ursprünglichen Richtung ist. Natürlich kann sich diese verminderte Durchdringungsfähigkeit bzw. Geschwindigkeit nur auf den Durchschnitt der Teilchen beziehen; denn es ist sehr wohl möglich, daß ein scheinbar geradlinig hindurchgehendes Teilchen die durchstrahlte Materie in Zickzacklinien durchfliegt, also mehrfache „Reflexionen" erfährt, während ein „reflektiertes" Teilchen durch eine einzige Ablenkung aus seiner ursprünglichen Richtung getrieben werden kann.

Auf einige Eigentümlichkeiten unserer Kurven lohnt es sich noch besonders einzugehen. Der anfängliche steilere Abfall der Kurven der reflektierten Strahlung („refl.") in Fig. 2 z. B. wird, worauf bereits oben hingewiesen ist, durch eine Reflexion der Strahlen in der Materie selbst bedingt. Dafür spricht schon, daß der Effekt in dem stark reflektierenden *Pb* viel deutlicher ausgeprägt ist als in dem schwach reflektierenden *Al*[1]).

Ferner erscheint an den Resultaten der Fig. 2 und Tabelle I merkwürdig, daß die β-Strahlung nach Durchstrahlen einer Bleiplatte anfänglich leichter von *Al* hindurchgelassen wird ($\mu/D = 12{,}8$ cm^2 gr^{-1}), als die direkt vom Präparat ausgehende Strahlung ($\mu/D = 16{,}2$ cm^{2}gr^{-1}). In Analogie zu unseren früheren Überlegungen müßten wir aus dieser Tatsache folgern, daß die Geschwindigkeit der β-Strahlen beim Durchgang durch Blei vergrößert wird — eine Folgerung, die an und für sich recht unwahrscheinlich ist und dadurch noch unwahrscheinlicher wird, daß sich die Strahlung in ihrer Durchdringungsfähigkeit bei größeren Filterdicken wieder ganz normal verhält —. Ich habe deshalb eine Reihe anderer Versuche angestellt, um für diese Erscheinung die richtige Erklärung zu finden. Zunächst suchte ich festzustellen, wie die Durchdringungsfähigkeit verändert wird, wenn zwischen das untersuchte

1) Die Intensität der reflektierten Strahlung ist aus Fig. 2 nicht zu erkennen. — Es sei nur bemerkt, daß mit zunehmendem Atomgewicht die Reflexion ziemlich stark ansteigt und daß unter sonst gleichen Verhältnissen die durch 0,1 mm *Al* hindurchgegangene Strahlung bei Blei als Reflektor ca. doppelt so intensiv ist, als bei *Al* als Reflektor. Genauere Messungen wurden hier nicht angestellt.

1) Es kommt aber bei diesen Versuchen auch noch eine sehr weiche Strahlung in Betracht, die in das Elektrometer gelangt, wenn bei Lage 1 die reflektierende Platte *P* oben weggenommen ist, wenn also bloß Reflexion an Luft stattfindet. Diese Luftstrahlung macht in dem mit *Al*-Folie bedeckten Zerstreuungsgefäß ca. 5 Proz. der von einer *Al*-Platte reflektierten Strahlung aus. Da sie aber sehr weich ist — für *Al* ergibt sich der ungefähre Wert $\mu/D = 100$ cm^2 gr^{-1} —, kann sie sich in den Kurven der Fig. 2a und 2b nur bei ganz geringen Filterdicken etwas bemerkbar machen. Die geringe Durchdringungsfähigkeit dieser Strahlen läßt es übrigens fraglich erscheinen, ob wir es hier mit einer umgewandelten Primärstrahlung oder einer eigentlichen Sekundärstrahlung zu tun haben. Vielleicht ist es auch eine reflektierte, sehr weiche β-Strahlung, die bei direkten Absorptionsversuchen schwer zu bemerken ist.

Metall und die Strahlungsquelle Platten verschiedenartigen Materials eingeschaltet werden. Bei diesen Versuchen wurde das oben offene Zerstreuungsgefäß des früher benutzten Blattelektrometers mit den beiden verschiedenartigen Metallplatten bedeckt und auf die obere ein in dünne *Al*-Folie eingewickeltes *Ur X*-Präparat gelegt. Gemessen wurde die Strahlung J_1, die von den beiden Platten zusammen, und die Strahlung J_0, die von der oberen Platte allein hindurchgelassen wurde und daraus die Größe μ/D nach der bereits benutzten Differenzengleichung (2'):

$$\frac{\mu}{D} = \frac{\log J_0 - \log J_1}{x \cdot D} \qquad (2')$$

berechnet, wo x die Dicke und D die Dichte der unteren Platte bedeutet. Die Resultate sind in Fig. 3 eingetragen, in der als Abszisse das Atomgewicht der oberen Platte, als Ordinate die Größe μ/D genommen ist. Die Dicke der oberen Platte wurde so gewählt, daß die ursprüngliche *Ur X*-Strahlung auf ungefähr den gleichen Betrag herabgesetzt wurde.

Aus der Fig. 3 ist zu ersehen, daß bei den untersuchten Metallen — einer Aluminiumplatte

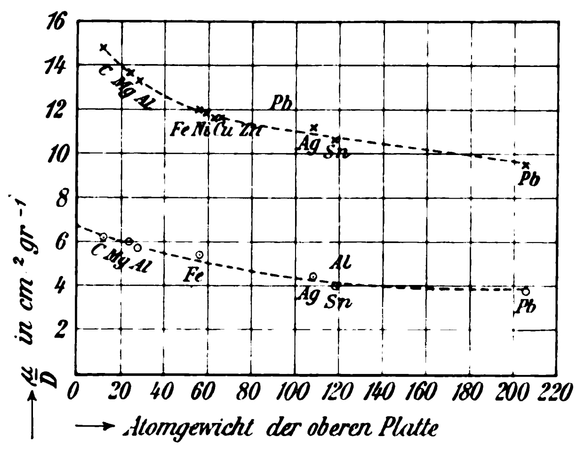


Fig. 3.

vom Gewicht 0,1 gr pro cm² und einer Bleifolie vom Gewicht 0,087 gr pro cm² — die nach (2') ausgewertete Größe μ/D mit wachsendem Atomgewicht abnimmt, daß also die Durchdringungsfähigkeit der Strahlung um so größer erscheint, je höher das Atomgewicht des Metalles ist, das die Strahlen vor ihrem Eindringen in das untersuchte Metall durchsetzen müssen.

Diese Versuche, bei denen die Metalle direkt aufeinander liegen, sind verhältnismäßig leicht zu erklären. Aus der Unterseite der oberen Platte tritt eine bestimmte Strahlungsmenge J_0 aus. Von dieser wird der Teil $\delta \cdot J_0$ von der unteren Platte ganz ohne Rücksicht auf die obere Platte durchgelassen, der Teil $\varrho \cdot J_0$ nach oben reflektiert. Von dieser nach oben reflektierten Menge wird um so mehr wieder nach unten reflektiert, je höher das Atomgewicht der oberen Platte ist. Zu der direkt durch die untere Platte gehenden Strahlenmenge $\delta \cdot J_0$ kommt also noch ein zweiter Teil hinzu, der mit dem Atomgewicht der oberen Platte ansteigt. D. h. die gemessene Durchdringungsfähigkeit des Strahlenbündels erscheint um so größer (μ/D um so kleiner), je höher das Atomgewicht der oberen Platte ist.

Wir dürfen jedoch die bei einigen Kurven der Fig. 2 festgestellte Zunahme der Durchdringungsfähigkeit nicht lediglich auf Kosten des wachsenden Reflexionsvermögens der oberen Platte setzen. Dafür spricht ein Versuch, der in Fig. 4 Kurve *a* beschrieben ist. Bei diesem Versuche wurde das *Ur X*-Präparat[1]) in einen unten halbkugelförmig verschlossenen Bleizylinder von ca. 8 mm Durchmesser und ca. 0,1 mm Wandstärke geschüttet und der Bleizylinder in ca. 1/2 cm Entfernung über den absorbierenden *Al*-Blechen aufgehängt. Die *Al*-Bleche wurden direkt auf ein oben offenes Zerstreuungsgefäß von 7 cm Durchmesser und 7 cm Höhe gelegt. Zum Vergleich sind in Fig. 4 weitere Kurven eingezeichnet: Kurve *b*, bei der als durchstrahlte Materie Blei und Kurve *c* und *d*, bei denen als Strahlungsquelle ein dünnes mit *Ur X* bedecktes *Al*-Folieblatt und als durchstrahlte Substanzen *Al* und *Pb* benutzt sind. Die Ordinaten der Kurven *a* und *b* einerseits und *c* und *d* andrerseits und damit die Intensitäten der von den beiden Metallen hindurchgelassenen Strahlung ein und desselben Präparats sind direkt miteinander vergleichbar. Die Kurven *a* und *b* sind übrigens erst bei einer Schichtdicke $> 0,1$ gr-Gew. cm^{-2} eingezeichnet, da die absorbierende Wand des Bleizylinders berücksichtigt werden mußte.

Wir ersehen aus Fig. 4, daß die *Pb*-Kurven *b* und *d* fast parallel nebeneinander herlaufen, während die *Al*-Kurve *a* anfänglich viel weniger steil als *c* abfällt, sich im weiteren Verlauf freilich ganz ähnlich wie *c* verhält.

Wenn also *Al* als absorbierendes Mittel benutzt wird, macht es für die hindurchgelassene Strahlung etwas aus, ob die Strahlen vorher durch *Pb* oder *Al* hindurchgegangen sind. Bei *Pb* als absorbierendem Mittel sind solche Unterschiede in der hindurchgelassenen Strahlung nicht zu erkennen. Dasselbe hatten wir bei den Versuchen der Fig. 2 bzw. Tabelle 1 gefunden.

Für den festgestellten Unterschied kann eine Reflexion der von *Al* reflektierten Strahlung an der darüber befindlichen kleinen Blei-

1) Zirka 0,1 gr Uranoxyd mit ungefähr 90 Proz. des in 250 gr Urannitrat enthaltenen *Ur X*.

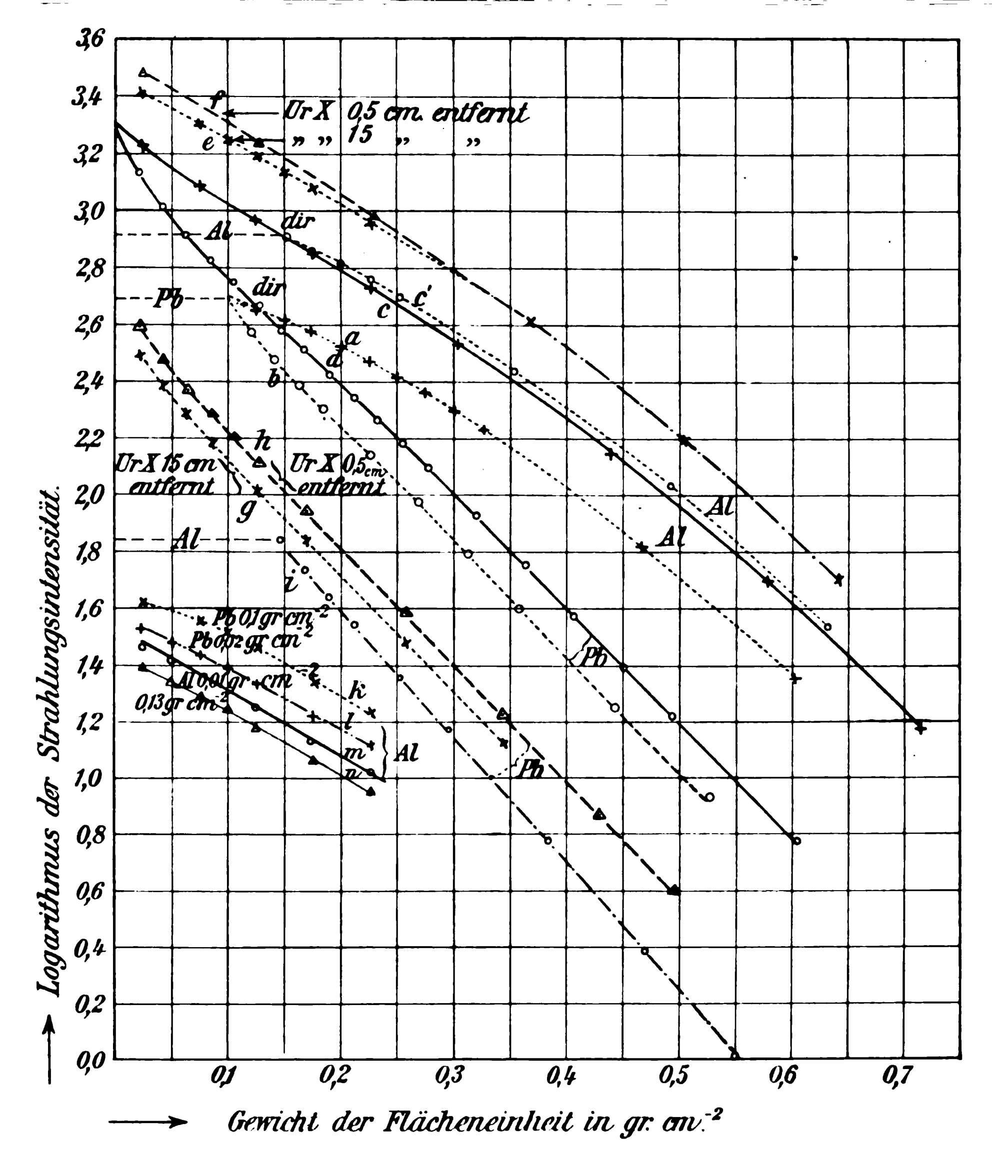


Fig. 4.

oberfläche nur von geringfügiger Bedeutung sein. Hauptsächlich scheint der Unterschied in den Kurven *a* und *c* daher zu rühren, daß die Strahlenverteilung in den beiden Fällen eine verschiedene ist. In dem Fall der Kurve *c* haben wir die aktive Materie direkt auf dem *Al* liegen. Es werden also verhältnismäßig viel Strahlen in das Elektrometer gelangen, welche die absorbierende Schicht in schräger Richtung durchsetzen und deshalb einen größeren Weg in der durchstrahlten Materie zurücklegen und stärker beeinflußt werden, als senkrecht auffallende Strahlen. In dem Fall der Kurve *a* kommen nur solche Strahlen in den Meßraum hinein, die unter einem bestimmten Minimalwinkel die *Al*-Oberfläche treffen.

Ist diese Überlegung richtig, so muß es möglich sein, lediglich durch Entfernen des Präparats von der durchstrahlten Schicht eine größere Durchdringungsfähigkeit des Strahlenbündels zu erzielen. Je weiter man also das strahlende Präparat von der durchstrahlten Schicht aufstellt, um so flacher muß anfänglich die Kurve für die hindurchgelassene Strahlung verlaufen.

Daß dies der Fall ist, ersehen wir aus den Kurven *e* und *f* der Fig. 4. Die beiden Kurven sind mit ein und demselben *UrX*-Präparat aufgenommen. (Stark *UrX*-haltiges Uranoxyd in *Al*-Folie eingewickelt und an dünnen Drähten aufgehängt, so daß störende Reflexionen vermieden wurden.) Bei Kurve *e* befand sich das Präparat in 15 cm, bei Kurve *f* in 0,5 cm Entfernung über der durchstrahlten *Al*-Schicht. Tatsächlich ist Kurve *e* anfänglich flacher als Kurve *f*. Auch Kurve *c'* läuft anfänglich ein wenig flacher als Kurve *c*; sie wurde erhalten, wenn sich das *UrX* in einem kleinen Kästchen

aus 0,5 mm starkem *Al* in einer Entfernung von 3 cm über der absorbierenden Schicht befand.

Für größere Schichtdicken zeigen die Kurven *e*, *f*, *c* und *c'* innerhalb der Genauigkeitsgrenze der Beobachtung identischen Verlauf. In der Figur können wir deshalb die Kurvenpunkte für größere Filterdicken zusammenfallen lassen, wie wir es z. B. für die Kurven *e* und *f* getan haben. Daß bei den verschiedenen Beobachtungssätzen für größere Filterdicken die anfänglichen Unterschiede in der Durchdringungsfähigkeit des Strahlenbündels verschwinden, rührt daher, daß eine Strahlenverteilung in einer bevorzugten Richtung sich beim tieferen Eindringen in die absorbierende Schicht nicht erhalten kann. Ein Bündel Parallelstrahlen z. B. wird beim senkrechten Auftreffen auf die absorbierende Schicht anfänglich eine ziemlich große Durchdringungsfähigkeit besitzen, da die Strahlen einen verhältnismäßig kleinen Weg in der durchstrahlten Materie zurückzulegen haben. Beim tieferen Eindringen wird sich aber die Wirkung der diffusen Streuung bemerkbar machen. Die Teilchen müssen jetzt in gleichdicken Plattenschichten größere Wege zurücklegen als vorher und werden deshalb leichter aufgehalten. Schließlich muß sich eine gleichmäßige Strahlenverteilung in der Materie ganz unabhängig von der anfänglichen Strahlenverteilung herstellen und sich für größere durchstrahlte Schichtdicken desselben Materials erhalten.

Da die diffuse Streuung dem Atomgewicht proportional ist (vgl. später Abschnitt II, Gl. 7) so ist sie für *Al* relativ gering; erst bei ziemlich großen Filterdicken wird sich deshalb bei *Al* eine gleichmäßige Strahlenverteilung herstellen. Anders bei *Pb*. Hier ist wegen des hohen Atomgewichts die Streuung groß; und es muß bereits für verhältnismäßig kleine Filterdicken eine gleichmäßige Strahlenverteilung zustande kommen. Es kann also z. B. in den Kurven für die von *Pb* hindurchgelassene Strahlung nichts ausmachen, ob die strahlende Materie mehr oder weniger weit von der durchstrahlten Bleischicht entfernt ist. Tatsächlich erkennen wir an dem identischen Verlauf der Kurven *g* und *h* der Fig. 4, die unter denselben Bedingungen, wie die *Al*-Kurven *e* und *f* aufgenommen sind, daß unsere Überlegung richtig ist. — Die *Pb*-Kurve *i* ist unter den gleichen Bedingungen wie die *Al*-Kurve *c'* aufgenommen. Die Strahlen gingen also zunächst durch ein *Al*-Kästchen von 0,5 mm Wandstärke in ca. 4 cm Entfernung von der absorbierenden Schicht hindurch. Diese Kurve *i* verläuft etwas steiler als die anderen *Pb*-Kurven, weil durch das vorgeschaltete *Al*-Blech die Strahlen durchschnitttlich mehr verlangsamt werden als durch ein *Pb*-Blech von gleicher absorbierender Wirkung.

Wir wenden uns noch einmal zu den Kurven *a* und *c'*. Sie waren erhalten, wenn sich das *Ur-X*-Präparat einmal in einer *Pb*-, das andere Mal in einer *Al*-Hülle über der absorbierenden *Al*-Schicht befand. Kurve *a* ist anfänglich etwas flacher als Kurve *c'*. Etwas Ähnliches erkennen wir aus Versuchen mit „Parallelstrahlen", die in Fig. 4, Kurve *k*, *l*, *m*, *n* wiedergegeben sind. Die „Parallelität" der Strahlen wurde dadurch erreicht, daß eine *Pb*- bzw. eine *Al*-Röhre von 8 mm lichter Weite und 8 cm Länge, mit ihrer Achse senkrecht zu den absorbierenden Platten dicht über diesen aufgestellt und das *Ur X* auf das mit *Pb*- oder *Al*-Folie verschlossene obere Ende der Röhre gelegt wurde (natürlich unter geeigneter Abblendung der seitlich vorbeigehenden Strahlen). Die benutzte Bleifolie hatte ein Gewicht der Flächeneinheit von 0,1 (*k*) bzw. 0,02 (*l*), die *Al*-Folie von 0,13 (*n*) bzw. 0,01 gr cm^{-2} (*m*). — Die vier Kurven sind in ihrem Verlauf sehr ähnlich. Nur Kurve *k* — bei diesem Versuch mußten die Strahlen die dickere der beiden Bleifolien durchdringen — ist anfänglich etwas weniger flach als die übrigen. Freilich ist ein deutlicher Unterschied nur bis zu einer Intensitätsverminderung der ursprünglichen Strahlung um ca. 20 Proz. zu erkennen. Es ist deshalb anzunehmen, daß der anfänglich besonders flache Verlauf der Kurven *a* und *k* durch eine geringfügige Reflexion der Strahlen zwischen den *Al*- und *Pb*-Flächen verursacht wird. Natürlich muß man bei diesen Versuchen außerdem noch in Betracht ziehen, daß durch *Pb* die Geschwindigkeit der Strahlen weniger beeinflußt wird als durch *Al*, und daß auch hierdurch eine etwas geringere Steilheit der Kurve für die hindurchgelassene Strahlung bedingt wird.

Wenn wir die Geschwindigkeitsverminderung der Teilchen in Rücksicht ziehen, so könnte man an dieser Stelle fragen: Wie ist es überhaupt möglich, daß beim weiteren Eindringen in die Materie vielfach ein Exponentialgesetz für die hindurchgelassene Strahlung herauskommt? Wenn eine durchschnittliche Geschwindigkeitsverminderung der Teilchen stattfindet, dann müßte doch unter allen Umständen die Durchdringungsfähigkeit mit wachsender Schichtdicke kleiner werden? — Ein derartiger Einwand würde berechtigt sein, wenn wir anfänglich wirklich homogene Strahlen, also Strahlen gleicher Geschwindigkeit hätten. Nun wird aber in unser unbedecktes Zerstreuungsgefäß in den meisten Fällen bereits ein inhomogenes Strahlenbündel eintreten. Bei den mitgeteilten Versuchen wurden z. B. teilweise Präparate benutzt, die mit verhältnismäßig viel fremder Materie vermischt und in Papier- oder *Al*-Folie

eingewickelt waren. Durch die Papier- oder Metallschicht treten also Strahlen aus, die sämtlich kürzere oder längere Wege in Materie zurückgelegt und deshalb verschieden große Geschwindigkeitsverluste erlitten haben. Es sind also Strahlen verschiedener Geschwindigkeit vorhanden. Nun können wir unser inhomogenes Strahlenbündel stets in einzelne, event. unendlich viele Gruppen von konstanter Geschwindigkeit zerlegen. Wie wir für einen Moment annehmen wollen, soll jede dieser Gruppen nach einem reinen Exponentialgesetz durch Materie hindurchgelassen werden, so daß der in der Gleichung (1)

$$J_x = J_0 \cdot e^{-\mu x}$$

vorkommende Koeffizient μ wohl für die verschiedenen Gruppen verschiedene, aber von der durchstrahlten Schichtdicke unabhängige Werte hat. Und zwar sollen die langsameren Strahlen eine geringere Durchdringungsfähigkeit (größeres μ) besitzen als die schnelleren. In dem hindurchgegangenen Strahlenbündel werden dann die schnelleren, d. h. durchdringenderen Strahlen überwiegen, und es wird für den Durchschnitt der Strahlen mit wachsender Schichtdicke der durchstrahlten Materie die Durchdringungsfähigkeit anwachsen. Nehmen wir auf der anderen Seite für einen Augenblick nur eine einzige homogene Strahlengruppe an, die beim Eindringen in die Materie einen Geschwindigkeitsverlust erleidet, also weniger durchdringend wird (bei der μ größer wird), dann bekommen wir, wie bereits auseinandergesetzt, eine Kurve, die konkav nach unten ist, also eine Krümmung im entgegengesetzten Sinn hat, wie die unter der vorigen Annahme erhaltene Kurve. In Wirklichkeit haben wir nun ein inhomogenes Strahlenbündel. Von diesem werden die schnelleren Strahlen besonders gut hindurchgelassen: dadurch wird die Durchdringungsfähigkeit durchschnittlich anwachsen. Auf der anderen Seite wird eine Geschwindigkeitsverminderung aller Teilchen eintreten: dadurch wird die Durchdringungsfähigkeit durchschnittlich kleiner werden. Wenn die beiden im entgegengesetzten Sinne wirkenden Einflüsse gleich groß sind, wird die Durchdringungsfähigkeit unvermindert bleiben. Wenn der eine oder der andere Einfluß überwiegt — das wird ganz von der ursprünglichen Zusammensetzung der untersuchten Strahlen und der Art der durchstrahlten Materie abhängen — wird man für den Logarithmus der Strahlungsintensität eine nach oben oder unten konkave Kurve erhalten.

Ist diese Überlegung richtig, so muß man mit einem anfänglich möglichst homogenen Strahlenbündel eine nach unten konkave Kurve erhalten. Ich habe das in einer früheren Mitteilung[1]) mit Strahlen von *Ur X* gezeigt. Als Strahlungsquelle benutzte ich dabei ein verhältnismäßig starkes Präparat, das in möglichst dünner Schicht auf ein Folieblatt von dem Material aufgetragen war, das bei den betreffenden Messungen auf sein Verhalten gegenüber der β-Strahlung geprüft werden sollte. Das aktivierte Folieblatt wurde unter Zwischenschaltung der absorbierenden Schichten auf das oben offene Zerstreuungsgefäß gelegt und die Ionisation bestimmt, einmal, wenn die aktivierte Folie unbedeckt, dann mit einer sehr dicken Platte des zu untersuchenden Materials bedeckt war. — Die damaligen mit *Al* und *Sn* gemachten Versuche sind durch weitere Versuche an *Pd*, *Pt* und *Au* ergänzt worden und mit diesen zusammen in Fig. 5a eingetragen. Die Kurven *a* sind bei unbedeckter, die Kurven *b* bei bedeckter aktiver Materie erhalten.

Wir ersehen aus Fig. 5a, daß sämtliche Kurven anfänglich konkav nach oben, im weiteren Verlauf mehr oder weniger nach unten gekrümmt sind. Bei den *a*-Kurven (unbedeckte aktive Schicht) ist diese Krümmung deutlich ausgeprägt, von den *b*-Kurven (bedeckte aktive Schicht) verlaufen die für *Au* und *Pt* fast geradlinig; die *Sn*-Kurve ist schwach, die *Al*-Kurve deutlich konkav gegen die Abszissenachse gekrümmt.

Diese Veränderung der Durchdringungsfähigkeit mit wachsender Filterdicke ist besser zu erkennen, wenn man die aus der Differenzengleichung (2') abgeleitete Größe μ/D in Abhängigkeit von $x \cdot D$ in ein Kurvenblatt einträgt. Dies ist in Fig. 5b geschehen.

Wenn die einzelnen Punkte für die μ/D-Kurven auch ziemlich unregelmäßig liegen — geringe Unregelmäßigkeiten in der Dicke der benutzten Metallblätter verursachen verhältnismäßig große Fehler —, so ist ein gemeinsamer Typus doch unverkennbar. μ/D fällt mit wachsender Filterdicke erst ziemlich schnell ab, um dann bei den *a*-Kurven recht beträchtlich, bei den *b*-Kurven mehr oder weniger stark anzusteigen.

Die anfängliche Abnahme von μ/D erklärt sich, worauf oben schon hingewiesen, durch die Reflexion im Innern der durchstrahlten Schicht selbst und durch eine nur bei sehr dünnen Filtern nachweisbare, sehr weiche β-Strahlung von *Ur X*; sie ist also bloß scheinbar. Dagegen rührt die Zunahme von μ/D bei größeren Filterdicken von einem durchschnittlichen Geschwindigkeitsverlust der Teilchen her. Diese Zunahme ist besonders ausgeprägt, wenn die aktive Schicht unbedeckt ist, wenn also anfänglich unbeeinflußte Strahlen vorhanden sind und wenn das Atomgewicht der durchstrahlten Substanz klein ist. Wenn dagegen die aktive

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschrift 10, 6, 1909.



Schicht bedeckt ist, wenn also in unser Zerstreuungsgefäß außer den direkten Strahlen solche gelangen, die durch eine oder mehrfache Reflexionen an der oberen Schicht verlangsamt sind, so ist bei den hochatomigen Substanzen so gut wie keine, bei den niedrigatomigen Substanzen eine geringe Veränderung der Durchdringungsfähigkeit mit wachsender durchgelassene Strahlung erhalten wurden. An und für sich ist die Abweichung vom Exponentialgesetz ja überhaupt nur klein. Außerdem wurde als Strahlungsquelle entweder verhältnismäßig unreines Material benutzt, z. B. Urannitrat, bei dem also die β-Strahlen vor ihrem Eindringen in die zu untersuchende Substanz dicke Schichten anderen Materials zu

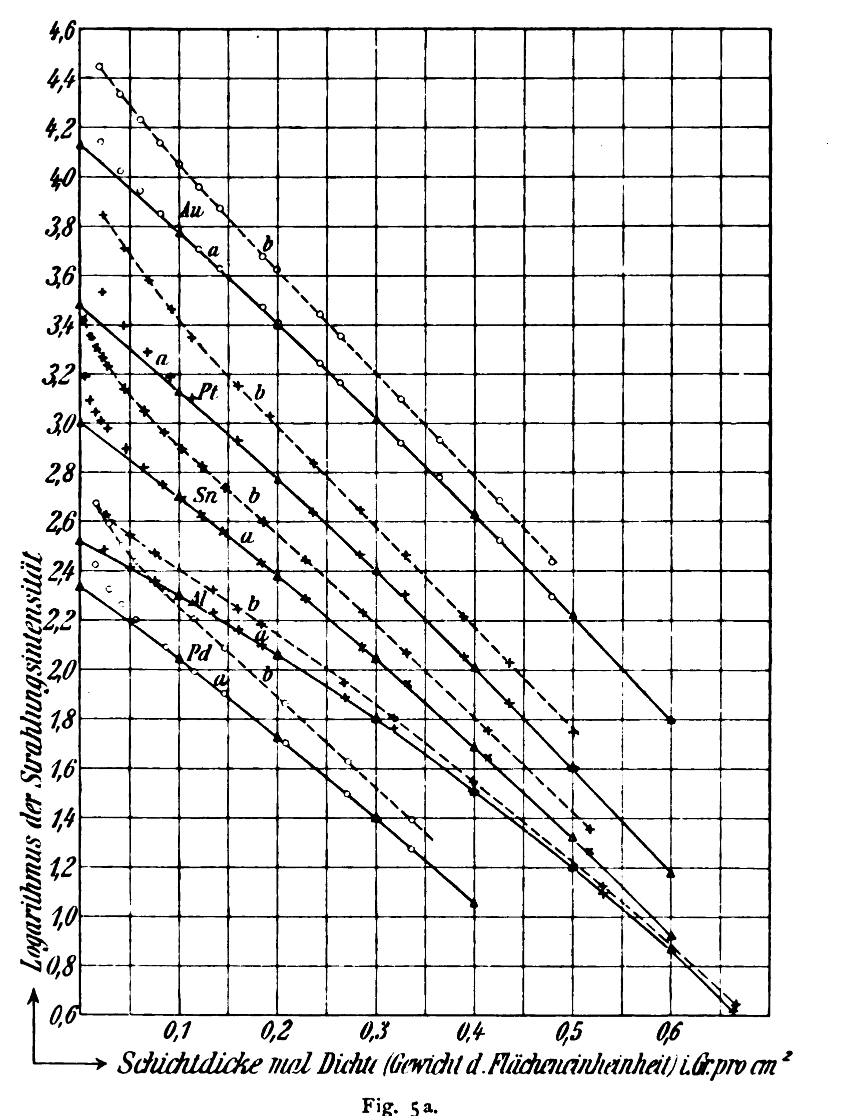


Fig. 5a.

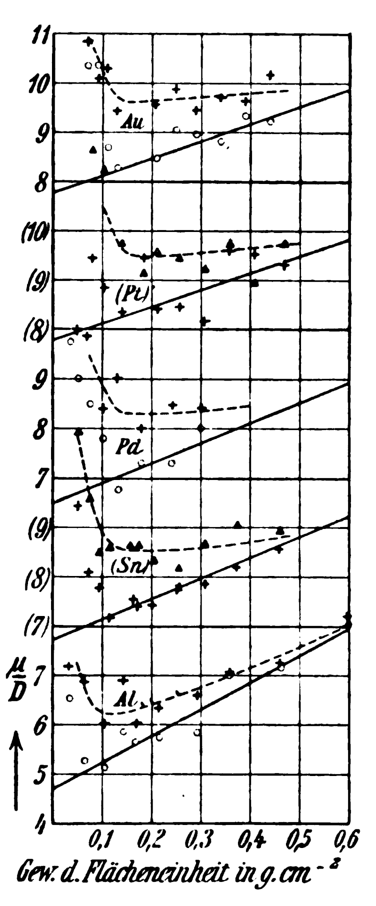


Fig. 5b.

Filterdicke festzustellen. Entschieden ist diese Veränderung stets kleiner, als bei den Versuchen mit unbedeckter aktiver Schicht.

Die Resultate dieser mit *Ur X* gemachten Versuche stehen in völliger Übereinstimmung mit den Schlüssen, die wir in Anschluß an die oben in Tabelle I und Fig. 2 mitgeteilten Versuche mit *Ra E* gezogen haben.

Unsere Versuche lassen verstehen, warum von den meisten Beobachtern innerhalb der Fehlergrenzen Exponentialkurven für die hindurchfliegen hatten ,oder das aktive Material befand sich in dünner Schicht in einem Schälchen ausgebreitet oder auf einer Metallplatte niedergeschlagen, so daß außer den direkten Strahlen reflektierte Strahlen in das Elektrometer gelangen konnten. In beiden Fällen sind also anfänglich stets Strahlen verschiedener Geschwindigkeit vorhanden gewesen. Und die gefundene Konstanz der Durchdringungsfähigkeit kam dadurch zustande, daß einmal durch „selektive Absorption" der langsameren Strahlen

die Durchdringungsfähigkeit erhöht, dann, daß sie durch die durchschnittliche Geschwindigkeitsverminderung sämtlicher Teilchen verkleinert wurde.

Bevor wir auf die eigentümlichen, aus der Fig. 5a und 5b erkennbaren Gesetzmäßigkeiten für den Zahlenwert von μ/D und seine Veränderlichkeit mit der durchstrahlten Schichtdicke eingehen, lohnt es sich, einen weiteren Punkt zu betrachten, durch den bei den Versuchen eine scheinbare Konstanz in der Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen vorgetäuscht werden kann. Ist die Anfangsintensität der β-Strahlen durch genügend starke Filter auf einen geringen Betrag ihres ursprünglichen Wertes herabgesetzt, dann w rd sich neben der β-Strahlintensität die γ-Strahlintensität bemerkbar machen und der mit zunehmender Filterdicke größer werdende Prozentsatz der γ-Strahlung wird die Durchdringungsfähigkeit des gesamten Strahlenbündels vergrößern. Wenn nun auf der anderen Seite die Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen infolge ihrer verminderten Geschwindigkeit kleiner wird, so kann geeignetenfalls bei bestimmten Filterdicken eine sich gleichbleibende Durchdringungsfähigkeit des gesamten Strahlenbündels herauskommen.

Natürlich wird der in Betracht kommende Anteil der γ-Strahlung ganz von der Versuchsordnung abhängen; und daß man innerhalb weiter Grenzen gerade eine Exponentialkurve für die gemessene Strahlung erhält, wird oft rein zufällig eintreten. Daß es aber möglich ist, geht aus der folgenden Tabelle II hervor, in der die bei verschiedener Anordnung erhaltenen Werte von μ/D für *Al* in Abhängigkeit von der durchstrahlten Schicht eingetragen sind. — Bei sämtlichen Versuchen ging die Strahlung des *Ra E*-Präparats durch eine *Al*-Schicht hindurch, die durch Aufeinanderlegen mehrerer Bleche von 0,5 mm Dicke gebildet war. Die Bleche wurden direkt auf das oben offene oder mit einem Bleidiaphragma bedeckte Zerstreuungsgefäß gelegt. Die Bleidiaphragmen hatten eine Dicke von 1,5 mm und zentrale kreisförmige Öffnungen von 5,5 bzw. 1,7 cm Durchmesser; sie waren auf ihrer Unterseite mit *Al*-Folie beklebt.

Wir sehen aus der Tabelle II, daß μ/D bei einer Filterdicke von 0,10 bis 0,15 cm bei den Versuchen 1 bis 4 merklich größer, bei den Versuchen 5 und 6 fast gerade so groß ist, als bei einer Filterdicke von 0,05 bis 0,10 cm. In den beiden letzten Fällen ist also die Durchdringungsfähigkeit innerhalb eines sehr großen Bereiches nahezu konstant. Es liegt dies eben daran, daß bei diesen Versuchen die im Zerstreuungsgefäß gemessene Ionisation zu einem merklichen Teil von der durch das Bleiblech hindurchgegangenen γ-Strahlung verursacht wird. Diese bewirkt auch, daß die Durchdringungsfähigkeit des gesamten Strahlenbündels bei einer Filterdicke von 0,15 bis 0,20 cm durchgängig größer wird. — Zieht man übrigens bei den Versuchen 5 und 6 den auf die γ-Strahlung fallenden Betrag der Ionisation von der Gesamtionisation ab, so ist auch hier für die übrig bleibende β-Strahlung eine Abnahme der Durchdringungsfähigkeit festzustellen.

II. Abhängigkeit der Strahlungskonstanten vom Atomgewicht.

Wir kehren jetzt zu unseren Versuchen über den Durchgang der *Ur X*-Strahlen durch Materie zurück und werden uns fragen, was wir über den numerischen Wert von μ/D aus den Fig. 5a und 5b aussagen können.

Zunächst ist aus Fig. 5a zu erkennen, daß die Kurven in ihrem Gesamtverlauf um so steiler gegen die Abszissenachse geneigt sind, je größer das Atomgewicht der betreffenden Substanz ist. μ/D wächst also bei den hier untersuchten Substanzen mit steigendem Atomgewicht an. Dasselbe folgt aus Fig. 6, in der weitere Versuche über die Durchlässigkeit verschiedener Substanzen zusammengestellt sind. Als strahlende Materie wurde stets eine auf dünne *Al*-Folie aufgetragene dünne Schicht von *Ur X* benutzt und diese unbedeckt auf die

Tabelle II.

Versuche mit *RaE*-Strahlen: Abhängigkeit der Größe $\frac{\mu}{D}$ (in $cm^2 gr^{-1}$) von der Versuchsanordnung.

Schichtdicke in cm	1	2	3	4	5	6
	Kleines Zerstreuungsgefäß 7 cm Höhe, 7 cm Durchmesser		Großes Zerstreuungsgefäß 14 cm Höhe, 12 cm Durchmesser			
	oben offen	oben offen	oben offen	bedeckt mit Bleidiaphragma		
	RaE direkt auf *Al*	*RaE* 10 cm über *Al*	*RaE* direkt auf *Al*	Öffnung: 5,5 cm *RaE* 1 cm über *Al*	1,7 cm *RaE* 1 cm über *Al*	1,7 cm *RaE* direkt auf *Al*
0,05 bis 0,10	19,2	18,2	18,8	18,7	18,3	19,0
0,10 bis 0,15	20,8	21,1	21,5	21,7	17,2	18,7
0,15 bis 0,20	0,53	0,79	0,75	0,83	0,3	0,3



zu untersuchenden Platten gelegt. Diese waren meist in der Form dünngewalzter Bleche von ziemlich gleichmäßiger Beschaffenheit vorhanden; nur die Graphitplatten waren durch Bearbeitung auf der Drehbank aus größeren Stücken auf die Dicke von ca. 0,4 mm gebracht worden.

Während aus Fig. 5a und 6a ohne weiteres zu erkennen ist, daß bei gleichem Gewicht der Flächeneinheit eine Substanz um so weniger Strahlung durchläßt, je höher ihr Atomgewicht μ/D vom Atomgewicht gelten, ist es nötig, daß man bei jedem Element einen genau definierten Wert von μ/D nimmt. Die größte Berechtigung für die Grundlage weiterer Betrachtungen bietet entschieden derjenige Wert von μ/D, der für die Filterdicke 0 erhalten wird, wenn die aktive Materie in sehr dünner Schicht unbedeckt auf der durchstrahlten Substanz aufliegt. Denn dann haben die Teilchen ihre ursprüngliche unverminderte Geschwindigkeit, und sie sind beim

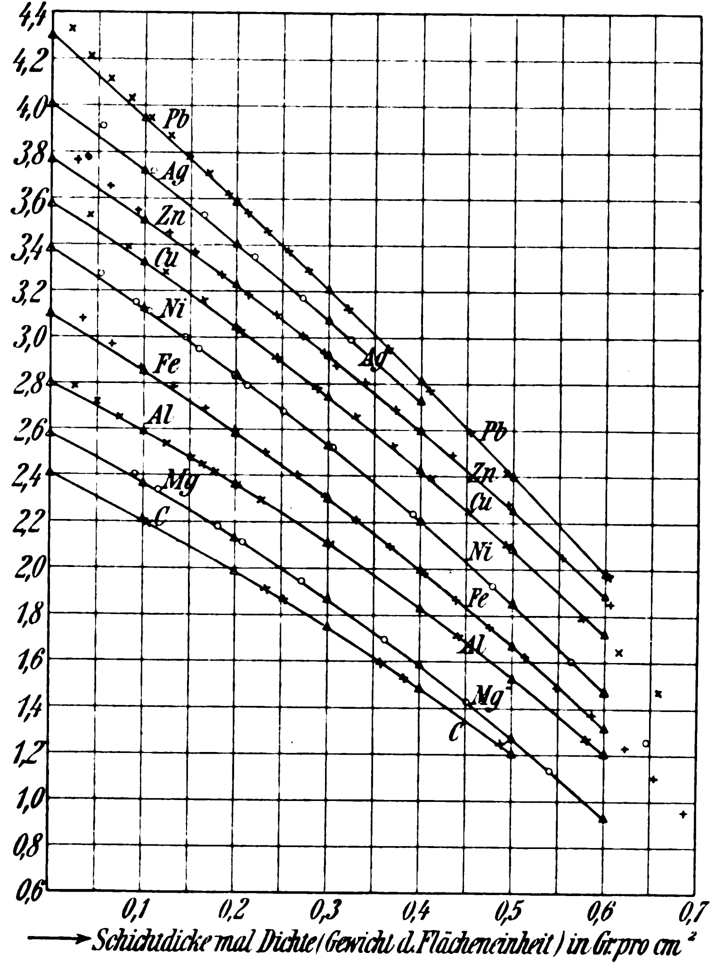


Fig. 6a.

Fig. 6b.

ist, können wir vorläufig über die numerischen Werte von μ/D nichts Bestimmtes aussagen. Wir sehen ja aus Fig. 5b, daß μ/D nicht nur von der Versuchsanordnung abhängt, sondern auch bei ein und demselben Beobachtungssatz sich beträchtlich mit der durchstrahlten Schichtdicke ändert. Dasselbe ist aus Fig. 6b zu erkennen, in der die Werte von μ/D in ihrer Abhängigkeit von der durchstrahlten Schichtdicke in derselben Weise wie in Fig. 5b eingezeichnet sind. — Um nun entscheiden zu können, welche Gesetzmäßigkeiten für die Abhängigkeit des Wegfliegen von der aktiven Materie gleichmäßig nach allen Richtungen verteilt[1]).

1) Gleichung (3) und die weiter unten benutzten Formeln sind unter der Annahme berechnet, daß sich die Teilchen bloß in einer Richtung bewegen. Diese Annahme ist gemacht, um das Problem rechnerisch verfolgen zu können. Sie widerspricht direkt der Tatsache einer diffusen Streuung, hat aber trotzdem eine gewisse Berechtigung, da man z. B. bei ähnlichen Problemen der kinetischen Gastheorie unter Berücksichtigung einer in bevorzugter Richtung oder einer nach allen Seiten stattfindenden Bewegung zu fast identischen Schlußresultaten kommt. — Die hier benutzten Strahlungskonstanten μ und p, oder α und β (vgl. später) beziehen sich dann bei unseren Überlegungen natürlich nicht auf Parallel-



Den Wert von μ/D für die Filterdicke 0 können wir aus den Kurven der Fig. 5b und 6b nicht direkt entnehmen. Denn bei kleinen Filterdicken sind die in der Figur eingezeichneten Werte kein Maß für die Durchdringungsfähigkeit des uns interessierenden Strahlenbündels. Anfänglich macht sich eben, wie oben auseinandergesetzt, eine sehr weiche β-Strahlung und vor allem die Reflexion der harten β-Strahlen in der durchstrahlten Schicht selbst bemerkbar. Dadurch wird die Durchdringungsfähigkeit scheinbar verkleinert. Wie weit diese störenden Einflüsse reichen, läßt sich am besten erkennen, wenn man unter Zugrundelegung bestimmter Werte von μ/D und p die durchgelassene Strahlung δ nach Gleichung (3a) berechnet und aus den Werten für δ nach der bereits benutzten Differenzenformel (2') die Größe:

$$\left(\frac{\mu}{D}\right)' = \frac{\log \delta_1 - \log \delta_2}{D(x_2 - x_1)} \qquad (2'')$$

auswertet. Die so berechneten Werte von $\left(\frac{\mu}{D}\right)'$, wenn einmal das Wertepaar $\mu/D = 4{,}7$ und $p = 0{,}30$, das andere Mal $\mu/D = 7{,}9$ und $p = 0{,}72$ zugrunde gelegt wurden, sind in Fig. 7 vereinigt und lassen erkennen, daß der Einfluß

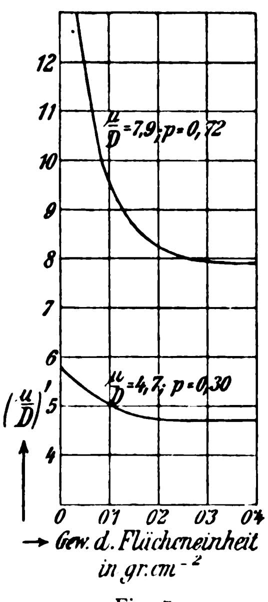


Fig. 7.

der durchstrahlten Materie auf die Durchdringungsfähigkeit der austretenden Strahlung für $x \cdot D =$ ca. 0 2 so gut wie verschwunden ist.

Diese Überschlagsrechnung beweist, daß wir zur Extrapolation des Wertes μ/D für $x = 0$ nur solche μ/D-Werte heranziehen können, die auf dem aufsteigenden Aste einer Kurve der Fig. 5b und 6b liegen.

Eine Extrapolation hat immer etwas Willkürliches an sich, zumal in unserem Falle, wo die einzelnen μ/D-Werte nicht mit sehr großer Genauigkeit zu bestimmen sind. Wir haben deshalb gar keinen Anhalt, welches Extrapolationsgesetz wir hier zugrunde legen sollen, können aber auf jeden Fall in erster Annäherung eine lineare Abhängigkeit des $\frac{\mu}{D}$ von $x \cdot D$ gelten lassen; d. h. setzen:

$$\frac{\mu}{D} = \left(\frac{\mu}{D}\right)_0 + 2\nu(xD), \qquad (4)$$

wo $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ den Wert für $x \cdot D = 0$ und ν eine Konstante bedeutet. Halten wir an der Gültigkeit der Differentialgleichung (2) für nicht zu kleine Filterdicken fest, so wird aus dieser Differentialgleichung (2):

$$d\mathcal{J} = -\frac{\mu}{D}\mathcal{J}d(x \cdot D) = -\left(\frac{\mu}{D}\right)_0 \mathcal{J}d(xD) - 2\nu(xD)\cdot\mathcal{J}\cdot d(xD)$$

oder integriert:

$$\log \mathcal{J} = -\left(\frac{\mu}{D}\right)_0 (xD) - \nu(xD)^2 + \text{const}$$

bzw.

$$\mathcal{J}_{(xD)} = \mathcal{J}_0 e^{-\left(\frac{\mu}{D}\right)_0 \cdot xD - \nu(xD)^2}. \qquad (5)$$

Wenn wir unter Benutzung geeigneter Werte für $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ und ν eine Übereinstimmung dieser Formel mit den experimentellen Ergebnissen der Fig. 5a und 6a finden, so wird das für die Richtigkeit unserer linearen Extrapolationsformel (4) sprechen. Natürlich kann die Gleichung (5) nur für größere Schichtdicken gelten, da bei ihrer Ableitung der Einfluß der von der durchstrahlten Materie zurückreflektierten Strahlung nicht berücksichtigt ist.

Bei der Interpolation wurde so verfahren, daß durch die Kurvenpunkte der Fig. 5b und 6b, die zu Abszissen größer als ca. 0,15 g/cm² gehörten, eine Gerade gelegt wurde, die sich der Gesamtheit der Punkte möglichst gut anschloß. — Bei einem einzelnen Beobachtungssatz hatte man ziemlichen Spielraum in der Neigung dieser Geraden gegen die Abszissenachse. Wenn man jedoch die verschiedenen Beobachtungssätze miteinander verglich, so konnte man aus den Figuren die Gesetzmäßigkeiten berücksichtigen, die uns schon in den ursprünglichen Fig. 5a und 6a aufgefallen waren, daß nämlich i. a. mit abnehmendem Atomgewicht die Kurvenpunkte μ/D um so weiter nach unten rücken und die relative Vergrößerung der Ordinaten um so ausgeprägter

strahlen, sondern auf eine gleichmäßig nach allen Seiten verteilte Strahlung. Es ist dies der Grund, warum wir zur numerischen Bestimmung von μ/D bei der Filterdicke 0 eine Anordnung mit möglichst gleichmäßiger Strahlenverteilung benutzen.

wird, je kleiner das Atomgewicht der untersuchten Substanz ist.

Die aus Fig. 5b und 6b abgeleiteten Werte für $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ und ν sind in Tabelle III zusammengestellt.

Tabelle III.

Absorption und Reflexion der *Ur X*-Strahlen.

Substanz	Atomgewicht	$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ beob.	$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ ber.	ν	100 p beob.	100 p ber.
C	12,0	4,4	4,52	2,5	—	14,0
Mg	24,4	4,6	4,63	2,8	25,5	28,0
Al	27,1	**4,7**	**4,70**	2,5	27,0	29,6
Fe	55,9	5,35	5,41	2,5	40,8	46,2
Ni	58,7	5,7	5,48	2,7	43,4	47,0
Cu	63,6	5,6	5,60	2,5	42,5	48,8
Zn	65,4	5,7	5,63	2,5	43,2	49,5
Pd	106,5	6,5	6,47	2,0	55,0	59,6
Ag	107,9	6,5	6,48	2,0	55,3	60,0
Sn	119,0	6,7	6,66	2,1	57,5	62,0
Pb	194,8	7,8	7,75	1,7	66,0	70,8
Au	197,2	7,8	7,77	1,7	68,4	71,2
Pb	206,9	**7,9**	**7,90**	1,7	68,4	71,9

Wir sehen aus Tabelle III, daß $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ mit wachsendem Atomgewicht stets zunimmt. Eine alleinige Ausnahme macht Nickel, das für sein Atomgewicht ein zu großes $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ besitzt. Diese Ausnahmestellung wird nicht etwa durch Ungenauigkeiten der Messungen bedingt. Vielmehr überzeugten mich Kontrollbeobachtungen, die unter etwas geänderten Versuchsbedingungen angestellt waren, daß bei gleichem Gewicht der Flächeneinheit Nickelplatten stets weniger β-Strahlung hindurchlassen, als Kupferplatten, daß also μ/D bei Nickel größer ist, als bei Kupfer. Eine ähnliche Ausnahmestellung des Nickels habe ich früher bei Beobachtung der reflektierten β-Strahlung feststellen können (vgl. ebenfalls Tabelle III, vorletzte Spalte). Auch die Untersuchungen von Barkla über sekundäre Röntgenstrahlen haben den Nachweis gebracht, daß sich Nickel den Röntgenstrahlen gegenüber in jeder Beziehung wie ein Metall vom Atomgewicht 61,3 verhält[1]).

Die Größe ν der Tabelle III ist nicht maßgebend für die relative Veränderung des μ/D mit wachsendem $x \cdot D$, wohl aber das Verhältnis von ν zu μ/D. Diese Größe nimmt im allgemeinen mit wachsendem Atomgewicht stark ab. Es ist das der zahlenmäßige Ausdruck für die bereits im ersten Teil dieser Mitteilung erwähnte Tatsache, daß die Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen durch Materie um so mehr

1) Vgl. C. G. Barkla, Jahrb. d. Rad. u. El. **5**, 306, 1908, „Bemerkung über Nickel".

beeinflußt wird, je kleiner das Atomgewicht der durchstrahlten Substanz ist[1]).

Setzt man die Werte von $\left(\frac{\mu_0}{D}\right)_0$ und ν der Tabelle III in Gleichung (5) ein, so bekommt man die in Fig. 5a und 6a ausgezogenen Kurven, deren berechnete Punkte durch ∇ angedeutet sind. Wir sehen, daß die Übereinstimmung der gefundenen und berechneten Werte eine recht gute ist und daß man deshalb unserer benutzten Extrapolationsformel (4) eine gewisse Berechtigung zuschreiben darf (wenigstens für $xD > 0{,}2$, wo unsere Berechnung nur gilt)[2]).

Wie aus Gleichung (3) hervorgeht, kommt für den Durchgang der β-Strahlen durch Materie außer μ/D noch eine zweite Größe in Betracht, die experimentell bestimmbar ist, nämlich die „maximale reflektierte Strahlungsenergie" p. Aus μ/D und p lassen sich unter Zugrundelegung der Annahmen, die uns zu Gleichung (3) geführt haben, nach den Gleichungen

$$\frac{\alpha}{D} = \frac{\mu}{D}\frac{1-p}{1+p} \text{ und } \frac{\beta}{D} = \frac{2\mu}{D}\frac{p}{1-p^2} \qquad (6)$$

zwei andere Größen berechnen, der „wahre Absorptionskoeffizient" α und der „Reflexionskoeffizient" β. α ist ein Maß für die wirklich zerstörte, β ein Maß für die diffus zerstreute Energie. α und β scheinen nach meinen früheren Beobachtungen in einfacher Weise von dem Atomgewicht A und der Dichte D der durchstrahlten Substanz abzuhängen. Es ergab sich nämlich, daß die Größen

1) Für die Zunahme von ν scheint außer dem Atomgewicht auch die Dichte der durchstrahlten Substanz von Bedeutung zu sein, und zwar in dem Sinne, daß bei zwei Substanzen von ungefähr gleichem Atomgewicht (z. B. bei *Mg* und *Al*) ν bei der spez. leichteren Substanz größer ist. Ob diese Zunahme freilich durch eine bei den leichten Substanzen besonders stark verringerte Durchdringungsfähigkeit bedingt wird, erscheint fraglich. Wahrscheinlicher rührt diese Zunahme daher, daß die Strahlen bei gleichem Gewicht der Flächeneinheit zweier Substanzen in der spez. leichteren einen längeren Weg zurückzulegen haben und deshalb eine größere seitliche Streuung erfahren, als in der spez. schwereren Substanz.

2) Freilich muß betont werden, daß durch gleichzeitiges geeignetes Variieren von $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ und ν Wertepaare zu erhalten sind, die in Gleichung (5) eingesetzt, eine gute Übereinstimmung der berechneten und gefundenen Kurven ergeben. Bei *Al* ist z. B. in Fig. 5 das Wertepaar $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0 = 4{,}5$, $\nu = 2{,}7$; in Fig. 6 das Wertepaar $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0 = 4{,}7$, $\nu = 2{,}5$ den berechneten Kurven zugrunde gelegt. Dabei lassen sich die beiden verschiedenen aber unter gleichen Versuchsbedingungen aufgenommenen Beobachtungssätze innerhalb der Genauigkeitsgrenze der Beobachtungen zur Deckung bringen. Es ist deshalb sehr wohl möglich, daß die wahren Werte $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ um $\pm 0{,}2$ von den in der Tabelle mitgeteilten abweichen. Dadurch würden die den späteren Rechnungen zugrunde gelegten Zahlenwerte verändert werden, nicht aber die weiterhin gezogenen Schlüsse.

$$\frac{\alpha}{D}\sqrt[3]{A} = c_1 \quad \text{und} \quad \frac{\beta}{D \cdot A} = c_2 \tag{7}$$

für die verschiedenen Substanzen annähernd konstant sind. Wenn wir die Größe c_1 eines Atoms proportional seinem Atomgewicht setzen, so bedeutet die Konstanz von c_1, daß der „wahre Absorptionskoeffizient" α proportional der „Querschnittssumme" aller Atome ist. Und wenn wir weiterhin annehmen, daß die diffuse Streuung der β-Strahlen durch eine Einwirkung der an das Atom gebundenen auf die hindurchfliegenden Elektronen zustande kommt und daß die Zahl der gebundenen Elektronen proportional dem Atomgewicht ist, so sagt die Konstanz von c_2 aus, daß der „Koeffizient der diffusen Streuung" β proportional einmal der Zahl der an das Atom gebundenen Elektronen A und dann dem von den Atomen wirklich eingenommenen Raume D. Diese plausible Erklärung macht es wahrscheinlich, daß c_1 und c_2 wirklich zwei universelle Konstanten sind. Wenn wir also bei Benutzung einer bestimmten Strahlenart c_1 und c_2 durch die experimentelle Bestimmung von μ/D und p, bzw. α und β für ein einziges Element erhalten haben, so können wir rückwärts α und β, bzw. μ/D und p für jedes Element berechnen. Die hierfür gültigen Formeln ergeben sich aus (6) zu:

$$\mu = \sqrt{\alpha(\alpha + 2\beta)}$$

$$p = \frac{1}{\beta}\left[\alpha + \beta - \sqrt{\alpha(\alpha + 2\beta)}\right]$$

bzw. unter Benutzung von (7):

$$\frac{\mu}{D} = \sqrt{\frac{c_1}{\sqrt[3]{A}}\left(\frac{c_1}{\sqrt[3]{A}} + 2c_2 A\right)} \tag{8}$$

$$p = 1 + \frac{c_1}{c_2} \cdot \frac{1}{A\sqrt[3]{A}} - \sqrt{\left(1 + \frac{c_1}{c_2}\,\frac{1}{A\sqrt[3]{A}}\right)^2 - 1} \tag{9}$$

Die Größen μ/D und p sind, wie betont werden soll, außer vom Atomgewicht der durchstrahlten Substanz lediglich von den Konstanten c_1 und c_2, p sogar nur vom Verhältnis c_1/c_2 abhängig. Kennt man also p für eine Substanz vom Atomgewicht A und damit c_1/c_2, so kann man p aus (9) für jede andere Substanz von gegebenem Atomgewicht berechnen. Nach (8) gilt für ein Element vom Atomgewicht A_1:

$$\left(\frac{\mu}{D}\right)_1^2 = \frac{c_1}{\sqrt[3]{A_1}}\left(\frac{c_1}{\sqrt[3]{A_1}} + 2c_2 A_1\right) \tag{8a}$$

und für ein Element vom Atomgewicht A_2:

$$\left(\frac{\mu}{D}\right)_2^2 = \frac{c_1}{\sqrt[3]{A_2}}\left(\frac{c_1}{\sqrt[3]{A_2}} + 2c_2 A_2\right). \tag{8b}$$

Daraus folgt:

$$c_1^2 = \frac{\left(\frac{\mu}{D}\right)_1^2 \sqrt[3]{A_2} - \left(\frac{\mu}{D}\right)_2^2 \sqrt[3]{A_1}^2}{\frac{\sqrt[3]{A_2}^2}{\sqrt[3]{A_1}^2} - \frac{\sqrt[3]{A_1}^2}{\sqrt[3]{A_2}^2}} \tag{10}$$

und

$$c_2 = \frac{\left(\frac{\mu}{D}\right)_1^2 - \frac{c_1^2}{\sqrt[3]{A_1}^2}}{2c_1\sqrt[3]{A_1}^2} = \frac{\left(\frac{\mu}{D}\right)_2^2 - \frac{c_1^2}{\sqrt[3]{A_2}^2}}{2c_1\sqrt[3]{A_2}^2}. \tag{11}$$

μ/D und p berechnen sich dann für ein beliebiges Atomgewicht aus (8) und (9).

Ich habe diese Rechnung durchgeführt für

$$\left(\frac{\mu}{D}\right)_{Al} = 4{,}7 \quad \text{und} \quad \left(\frac{\mu}{D}\right)_{Pb} = 7{,}9.$$

Daraus ergibt sich mit Hilfe von (10) und (11) zunächst

$$c_1 = 7{,}66; \quad c_2 = 0{,}1130; \quad \frac{c_1}{c_2} = 67{,}8$$

und aus diesen beiden Werten mit Hilfe von (8) und (9) die Größe von μ/D und p für jedes beliebige Atomgewicht.

Die so berechneten Werte sind für die untersuchten Substanzen in die bereits erwähnte Tabelle III eingetragen. Wir sehen, daß die Übereinstimmung zwischen den berechneten und gefundenen μ/D-Werten gut ist. Dagegen sind die berechneten p-Werte sämtlich größer als die gefundenen. Nun habe ich bereits früher erwähnt, daß bei der Bestimmung von p Fehlerquellen unterlaufen[1]), die eine Entscheidung über den absoluten Wert dieser Größe nicht zulassen. Bevor deshalb nicht die Werte von p nach einer einwandfreien Methode neu bestimmt sind, muß der Hinweis genügen, daß die in Tabelle III berechneten p-Werte im Bereiche der Wahrscheinlichkeit liegen.

Die nach (8) und (9) berechneten Werte von μ/D und p sind außerdem in Fig. 8 Kurve c in ihrer Abhängigkeit vom Atomgewicht eingetragen. Wir sehen aus dieser Figur, daß p mit wachsendem Atomgewicht erst schnell, dann langsamer ansteigt. Die μ/D-Kurve fällt von dem Wert $\mu/D = 7{,}77$ für $A = 1$ erst steil ab, erreicht bei $A = 14{,}1$ den Minimalwert $\mu/D = 4{,}50$

1) Bei den in Frage kommenden Versuchen wurde eine dünne, mit der aktiven Materie bedeckte Metallplatte auf ein oben offenes Zerstreuungsgefäß gelegt und die Ionisation gemessen, einmal, wenn die aktive Schicht unbedeckt, dann mit einer Platte des zu untersuchenden Materials bedeckt war. Aus der Zunahme der Ionisation konnte die von der oberen Platte reflektierte Strahlung bestimmt werden. Diese Strahlung erscheint auf der einen Seite zu groß wegen der wiederholten Reflexionen an der oberen und unteren Platte, auf der anderen Seite zu klein, weil die reflektierte Strahlung im Durchschnitt weniger durchdringend ist, als die direkte Strahlung. Zu dünn darf man die aktivierte Platte nicht nehmen, da sonst Störungen durch die sehr weiche von $Ur\,X$ ausgehende Strahlung zu befürchten sind.

und steigt dann im weiteren Verlauf ganz ähnlich wie die p-Kurve an.

Da die experimentell festgestellten Werte von μ/D mit Fehlern behaftet sind, — namentlich bei Substanzen mit kleinem Atomgewicht machen sich Änderungen in der anfänglichen Strahlenverteilung stark bemerkbar (vgl. Fig. 4) — so könnte man an dieser Stelle fragen, ob die in Fig. 8 eingezeichneten Kurven ihre Form bei Änderung der Konstanten c_1 und c_2 beibehalten.

Zunächst ist aus Gleichung (9) ersichtlich, daß die p-Kurve unverändert bleibt, solange das Verhältnis c_1/c_2 konstant ist. Wenn nun c_1 und c_2 jedes für sich z. B. mit der Konstanten a multipliziert wird, so vergrößern sich, wie aus (8) folgt, die Ordinaten der μ/D-Kurve ebenfalls um den Faktor a. Das Verhältnis entsprechender Ordinaten der beiden μ/D-

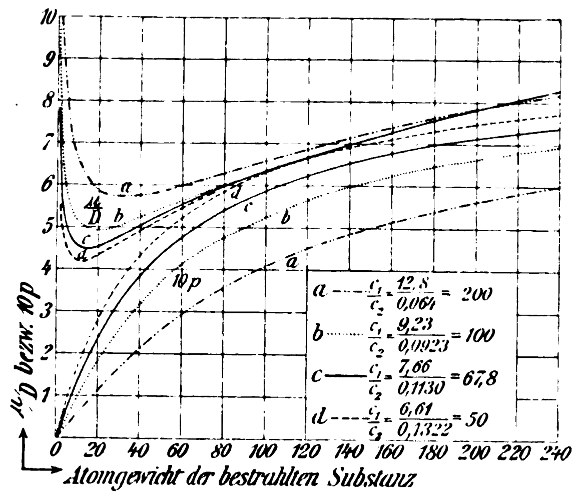


Fig. 8.

Kurven ist also bei konstantem c_1/c_2 für sämtliche Atomgewichte dasselbe und gleich dem Verhältnis der beiden c_1- bzw. c_2-Werte.

Wie sich die p- und μ/D-Kurve bei Änderung von c_1/c_2 verhalten, ist aus Fig. 8 zu ersehen. Den eingezeichneten Kurven sind die Werte $c_1/c_2 = 200$; $c_1/c_2 = 100$; $c_1/c_2 = 67,8$; $c_1/c_2 = 50$ zugrunde gelegt; die absoluten Werte der Konstanten c_1 und c_2 sind so gewählt, daß $\mu/D = 7,9$ für $A = 207$ (*Pb*!) wird. (12,8 und 0,064; 9,23 und 0,0923; 7,66 und 0,1130; 6,61 und 0,1322.)

Aus Fig. 8 erkennen wir folgendes:

Die p-Kurven steigen mit wachsendem Atomgewicht der bestrahlten Substanz vom 0-Punkt aus allmählich an und zwar auf um so höhere Werte, je kleiner c_1/c_2 ist. Das Ansteigen erfolgt für verschiedene c_1/c_2 nicht in derselben Weise. Je kleiner c_1/c_2 ist, um so stärker konkav ist die p-Kurve gegen die Abszissenachse gekrümmt.

Die μ/D-Kurven fallen sämtlich mit wachsendem Atomgewicht zunächst auf einen Minimalwert ab, um dann mit konkaver Krümmung gegen die Abszissenachse sanft anzusteigen. Der Minimalwert liegt bei um so kleinerem Atomgewicht und ist selbst um so kleiner, je kleiner c_1/c_2 ist. Die Änderungen von c_1/c_2 müssen schon ziemlich groß genommen werden, um den Unterschied in den Kurven deutlich hervortreten zu lassen.

Dieser Umstand bringt es mit sich, daß die absoluten Werte von c_1 und c_2 aus den Beobachtungen der μ/D-Werte nur mit verhältnismäßig geringer Genauigkeit zu bestimmen sind. Ändern wir z. B. bei unseren obigen Berechnungen den einen der zugrunde gelegten μ/D-Werte nur um 2 Proz., so bekommen wir c-Werte, die gegen die oben gefundenen um ca. 10 Proz. abweichen würden. Die geringe Genauigkeit der absoluten c-Werte ist aber bei unseren Untersuchungen von nebensächlicher Bedeutung, da es uns vor allem auf die Übereinstimmung der theoretisch berechneten und experimentell gefundenen μ/D- und p-Kurven ankommt. Und da dürfen wir — immer unter Betonung, daß bei der experimentellen Bestimmung der uns interessierenden Größen manche Fehlerquellen nicht zu vermeiden sind — ruhig von einer Übereinstimmung sprechen, solange wir c_1/c_2-Werte benutzen, die zwischen ca. 50 und 90 liegen.

Die gefundenen Gesetzmäßigkeiten für μ/D und p werden höchstwahrscheinlich außer für *Ur-X*-Strahlen für jede homogene β-Strahlung gelten. Nur in wenigen Fällen wird sich freilich eine einwandfreie Prüfung vornehmen lassen, da die β-strahlenden Produkte entweder schwer zu isolieren sind oder sich nach ihrer Isolation schnell in anders strahlende Produkte verwandeln. Aus Versuchen mit Aktinium, von dessen Zerfallprodukten *Ac C* eine homogene β-Strahlung von ziemlicher Durchdringungsfähigkeit aussendet, ließen sich unsere Gesetze wenigstens qualitativ bestätigen[1]). — Ich habe nun noch eine Anzahl Metalle auf ihre Durchlässigkeit für β-Strahlen von *Ra E* untersucht. Das *Ra E*-Präparat befand sich in Papier eingewickelt dicht über den untersuchten Platten, die das oben offene Zerstreuungsgefäß eines Blattelektrometers bedeckten. Die Strahlen mußten also, bevor sie auf die Platten auftrafen, zunächst einen Teil des Präparats selbst und die umgebende Papierhülle durchsetzen, sie waren also nicht so unbeeinflußt, wie die früher benutzten *Ur X*-Strahlen. Auch werden sich bei diesen Versuchen wegen der geringen Durchdringungsfähigkeit der *Ra E*-Strahlen Unregelmäßigkeiten in der Dicke der benutzten

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **8**, 737, 1907.

Metallfolien noch störender als bei den Versuchen mit *Ur X* bemerkbar machen. Die hier mitgeteilten Resultate sind deshalb etwas weniger zuverlässig, als die früheren mit *Ur X*.

Die Versuchsergebnisse sind in Fig. 9a und 9b zusammengestellt. In den Figuren sind dieselben Gesetzmäßigkeiten zu erkennen, die wir bei den Versuchen mit *Ur X* bemerkt hatten. Nimmt man das Gewicht der Flächeneinheit als Abszisse, wie es in Fig. 9 geschehen ist, so sieht man, daß die Kurven für den Logarithmus der hindurchgelassenen Strahlung um so steiler abfallen, je höher das Atomgewicht der durchstrahlten Substanz ist. Die Kurven verlaufen — wenigstens innerhalb bestimmter Grenzen — bei Metallen mit hohem Atomgewicht fast geradlinig, krümmen sich aber um so mehr konkav gegen die Abszissenachse, je niedriger das Atomgewicht wird.

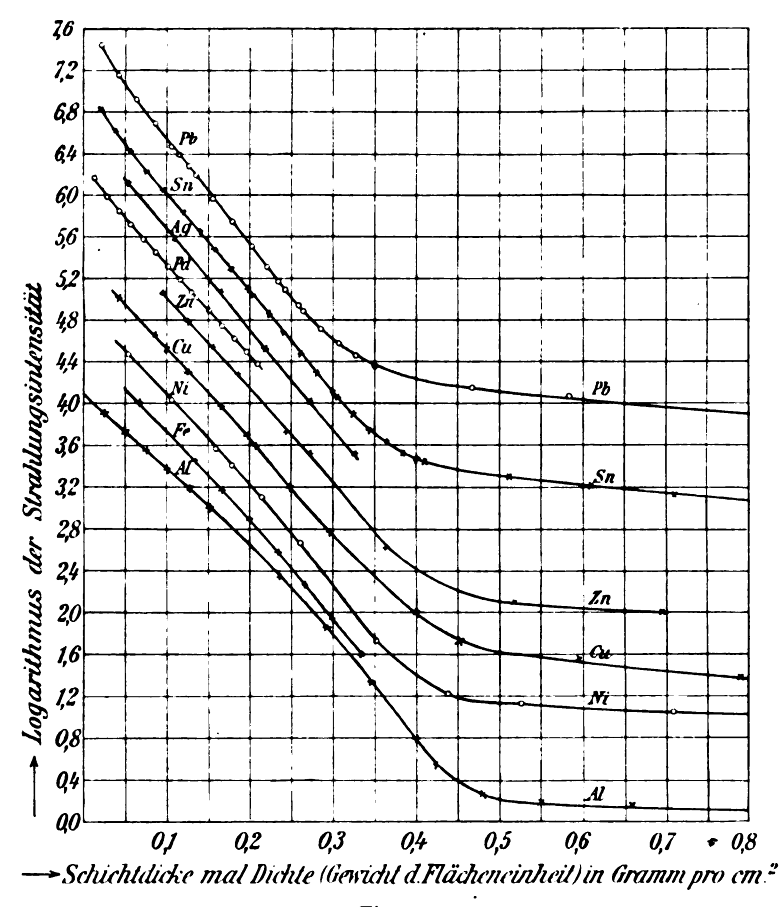


Fig. 9a.

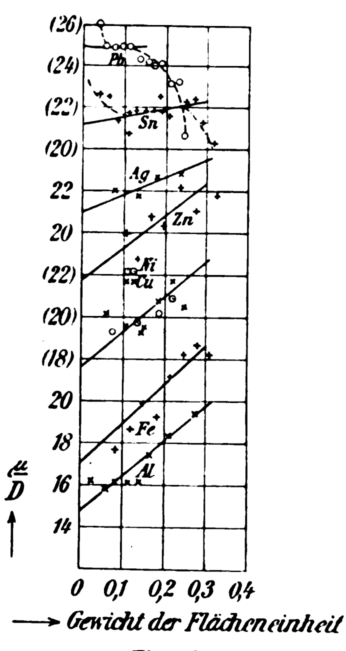


Fig. 9b.

Die μ/D-Kurven (vgl. Fig. 9b) müssen deshalb für Metalle mit niedrigem Atomgewicht ansteigen. Für Metalle mit höherem Atomgewicht wird dieser Anstieg aus zwei Gründen verwischt: bei kleinen Filterdicken macht sich die aus Gleichung 3 folgende Abweichung vom Exponentialgesetz bemerkbar, bei größeren Filterdicken kompensiert die dann merklich werdende γ-Strahlung die Abnahme der Durchdringungsfähigkeit. Und diese γ-Strahlung macht sich bei gleichem Gewicht der Flächeneinheit bei hochatomigen Substanzen viel eher bemerkbar, als bei niedrigatomigen, da jene Substanzen die β-Strahlen stärker reflektieren und absorbieren als diese. Bei Blei ist deshalb mit zunehmender Schichtdicke überhaupt nur noch ein Kleinerwerden des μ/D festzustellen.

Der theoretischen Berechnung der μ/D-Kurve habe ich die Annahme zugrunde gelegt, daß die Durchdringungsfähigkeit der *Ra E*-Strahlen gegen die Durchdringungsfähigkeit der *Ur X*-Strahlen für jede Substanz um den gleichen Faktor vermindert sei. Die p-Kurven für die beiden Strahlenarten sind dann identisch, worauf wir in Anschluß an Gleichung (9) hingewiesen haben. Die beiden μ/D-Kurven sind es, bis auf die verschiedene Ordinateneinteilung, ebenfalls.

Nimmt man für *Pb* den Wert $\mu/D = 25{,}0$ als richtig an, so kann man für alle übrigen Substanzen die μ/D-Werte berechnen, wenn man die μ/D-Werte der Tabelle III mit 3,16 multipliziert. Die so bestimmten Werte sind

in Tabelle IV mit den aus Fig. 9 für die Schichtdicke 0 extrapolierten Werten zusammengestellt. (Schnittpunkte der in der Fig. 9b ausgezogenen Geraden mit der Ordinatenachse!)

Tabelle IV.

$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ in $cm^2 gr^{-1}$ für β-Strahlen von *Ra E*.

Substanz	$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ beob.	$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ ber.
Al	14,8	14,9
Fe	17,1	17,2
Ni	17,6	17,4
Cu	17,6	17,7
Zn	17,8	17,9
Pd	(20,4)	20,4
Ag	21,0	20,5
Sn	21,2	21,1
Pt	(22,8)	24,5
Au	(24,4)	24,6
Pb	25,0	25,0

Die eingeklammerten Zahlen rühren von Beobachtungssätzen her, die nur für kleine Filterdicken durchgeführt sind.

Die Übereinstimmung kann als eine befriedigende angesehen werden und als ein Beweis, daß bei den *Ra E*-Strahlen Strahlungskonstanten und Atomgewicht in ähnlichem Zusammenhang stehen, wie bei den *Ur X*-Strahlen. Freilich läßt die nicht allzu große Genauigkeit der experimentell bestimmten μ/D-Werte eine Entscheidung über die Richtigkeit der von uns gemachten Annahmen nicht zu, ob wirklich das Verhältnis der Durchdringungsfähigkeiten der beiden Strahlenarten für jede Substanz dasselbe ist. Unmöglich scheint auf jeden Fall diese Annahme nicht zu sein.

III. Absorption in Gasen.

Besonders auffallend ist bei den theoretisch berechneten Kurven der Fig. 8 der anfängliche steile Abfall der μ/D-Kurve. Ob für Substanzen von sehr kleinem Atomgewicht μ/D wirklich mit abnehmendem Atomgewicht stark ansteigt, läßt sich leider experimentell nicht direkt prüfen, da uns dünne Platten von niedrigatomigen Substanzen nicht zur Verfügung stehen.

Wohl aber ist es möglich, bei der Substanz mit dem kleinsten Atomgewicht, dem Wasserstoff, eine Größe zu ermitteln, die mit μ/D in engem Zusammenhang steht, nämlich den (auf die Masseneinheit bezogenen) „wahren Absorptionskoeffizienten" α/D. Nach (6) ist:

$$\alpha/D = \mu/D \cdot \frac{1-p}{1+p}.$$

Da nach Fig. 8 für $A = 1$, $p =$ ca. 0,01, so wird für Wasserstoff der Bruch $\frac{1-p}{1+p}$ annähernd gleich 1 und α/D annähernd gleich μ/D. α/D ist ein Maß für die absorbierte Strahlung. Wenn man nun annimmt, daß in Gasen die Ionisation durch die absorbierte Strahlung erzeugt wird und daß Ionisation und Absorption einander proportional sind, so kann man durch Messung der Ionisation in Luft und Wasserstoff ein Maß für die in diesen Gasen absorbierte Strahlung und damit α/D bekommen.

Die in Wasserstoff von *Ur X*-Strahlen erzeugte Ionisation wurde in einem luftdicht schließenden zylindrischen Ionisationsgefäß von 7 cm Höhe und 7 cm Durchmesser gemessen, dessen zentrale Elektrode mit dem Blättchenträger eines Blattelektrometers in Verbindung stand. Am Deckel des Gefäßes war ein in *Al*-Folie eingewickeltes *Ur X*-Präparat befestigt. Durch zwei am Ionisationsgefäß angelötete Gashähne konnte das Gas in das Zerstreuungsgefäß eingeführt werden. Gemessen wurde die Ionisation, einmal, wenn das Gefäß mit Luft, dann mit Wasserstoff unter Atmosphärendruck gefüllt war. Der Wasserstoff war in einem Kippschen Apparat durch Einwirkung von verdünnter Schwefelsäure auf chemisch reines Zink gewonnen und vor dem Einführen in das Zerstreuungsgefäß sorgfältig getrocknet.

Verschiedene Versuche ergaben, daß sich die Ionisation in Wasserstoff und Luft wie 1,00:6,00, oder, wenn man auf die Masseneinheit (Luft = 1) bezieht, wie

$$14{,}30 : 6{,}00 = 2{,}39 : 1{,}00$$

verhielt. Nun ist der auf die Masseneinheit bezogene „wahre Absorptionskoeffizient" α/D nach Gleichung (7) umgekehrt proportional der dritten Wurzel aus dem Atomgewicht. Setzen wir das Atomgewicht der Luft = 14,4, so wird:

$$\frac{(\alpha/D)_{H_2}}{(\alpha/D)_{\text{Luft}}} = \frac{\sqrt[3]{14{,}4}}{\sqrt[3]{1}} = 2{,}43.$$

Die Übereinstimmung dieser berechneten Zahl mit der experimentell ermittelten 2,39 ist überraschend gut. Man darf dies wohl als einen Beweis für die Richtigkeit der gemachten Annahmen ansehen, daß einmal Ionisation und Absorption in Luft und Wasserstoff einander proportional sind und daß ferner die durch die Masseneinheit absorbierte β-Strahlenenergie umgekehrt proportional der dritten Wurzel aus dem Atomgewicht ist. Und gerade durch diese letzte Annahme wird ja bedingt, daß μ/D für kleine Atomgewichte so hohe Werte annimmt.

Betont darf wohl noch werden, daß sich bei Berücksichtigung dieser Annahmen Wasserstoff den ionisierenden β-Strahlen gegenüber ganz normal verhält und durchaus kein beson-

ders hohes spezifisches Ionisierungsvermögen zeigt, wie man es bisher immer annahm[1]).

Außer Wasserstoff sind noch im gleichen Ionisierungsgefäß einige andere Gase auf ihr Ionisierungsvermögen unter dem Einfluß von *Ur X*-Strahlen untersucht. Die Gase wurden nach den üblichen Methoden hergestellt[2]) und vor Einbringen in das Untersuchungsgefäß in geeigneten Waschflüssigkeiten gewaschen und über Chlorkalzium oder Phosphorsäurepentoxyd getrocknet. Die Resultate sind in Tabelle V zu finden:

Ich habe außerdem noch die Ionisation in Bromdampf untersucht. Denn Brom muß wegen seines hohen Atomgewichtes ($A = 80$) die β-Strahlung viel weniger stark absorbieren als Luft. Bei Proportionalität zwischen Absorption und Ionisation müßte auch in Bromdampf eine besonders kleine spez. Ionisation zu erwarten sein, nämlich 0,565 der in Luft.

Die bei den Versuchen mit Brom gewählte Anordnung ist aus Fig. 10 zu ersehen. Das Zerstreuungsgefäß Z aus Eisenblech stand durch ein 18 cm langes Messingrohr R von

Tabelle V.

Gas	Chem. Formel	Zubereitungsart	Ionisation (Luft = 1,00)	Spez. Ionisation (Luft = 1,00)
Methan . . .	CH_4	Aluminiumkarbid und Wasser	0,739	1,33
Äthan . . .	C_2H_6	Elektrolyse von Natriumazetatlösung	1,57	1,45
Äthylen . . .	C_2H_4	Alkohol und Schwefelsäure	1,40	1,45
Azetylen . .	C_2H_2	Kalziumkarbid und Wasser	1,32	1,46
Sauerstoff . .	O_2	aus Bombe	1,16	1,05
Stickstoff . .	N_2	Verbrennen von Phosphor in Luft	0,97	1,00
Kohlensäure .	CO_2	Salzsäure und Marmor	1,56	1,02

Wir sehen aus Tabelle V, daß die vier untersuchten Kohlenwasserstoffe, wie nach den Versuchen mit H_2 zu erwarten ist, ein größeres spezifisches Ionisationsvermögen haben als Luft; doch sind bestimmte Gesetzmäßigkeiten in den mitgeteilten Zahlen nicht zu erkennen. Stickstoff zeigt dieselbe, Kohlensäure eine etwas größere spezifische Ionisation als Luft. Die von Sauerstoff ist noch größer. Nach der Theorie, daß die spezifische Absorption umgekehrt proportional ist der dritten Wurzel aus dem Atomgewicht, müßte bei Proportionalität zwischen Ionisation und Absorption die spezifische Ionisation in Sauerstoff kleiner sein als in Luft. Da das nicht der Fall ist, so muß eine unserer Annahmen falsch sein — wahrscheinlich die von der Proportionalität zwischen Absorption und Ionisation. Erwiesen ist diese Proportionalität bisher ja auch durchaus noch nicht; im Gegenteil, Versuche von Bragg mit α-Strahlen scheinen darauf zu deuten, daß Ionisation und Absorption durch einen Zwischenvorgang verbunden sind[3]).

2,2 cm Durchmesser mit dem Gehäuse eines Blattelektrometers E in leitender Verbindung. Die in Z zentral hineinragende Elektrode J

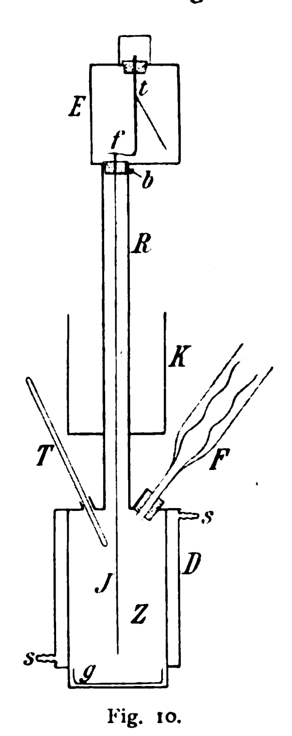


Fig. 10.

wurde durch ein im oberen Ende von R sitzendes Bernsteinstück b festgehalten und berührte eine am Blättchenträger t angelötetete Metallfeder f. Ladung des Elektrometers geschah

1) Vgl. J. J. Thomson, Conduction of electricity through gases. Sec. ed. 1906, S. 299 u. 387. Interessant, daß nach den Versuchen von Ruß und Makower (diese Zeitschr. **10**, 361, 1909) die durch den Rückstoß von α-Teilchen bewegten Atomreste in Wasserstoff wirksamer absorbiert werden, als man auf Grund seiner Dichte erwarten sollte. Wasserstoff zeigt also auch dieser korpuskularen Strahlung gegenüber eine größere spez. Absorption als Luft. Und dabei sind die hier auftretenden Korpuskeln von einer ganz anderen Größenordnung als β-Teilchen.

2) Bei der Herstellung und Reinigung der Kohlenwasserstoffe war mir Herr Dr. Stohr in liebenswürdiger Weise behilflich.

3) W. H. Bragg, Phil. Mag. (6) **11**, 623, 1906. „The energie spent by an α particle in an atom, and the resulting ionisation are not directly connected; there is an intervening link.“

von oben, Ablesung der Blättchenstellung durch ein Ablesemikroskop. Das Zerstreuungsgefäß war in ein zweites etwas größeres Eisengefäß *D* eingelötet; durch dieses konnte mit Hilfe zweier Schlauchansätze *ss* Wasserdampf hindurchgelassen werden. In das Zerstreuungsgefäß ragten von oben ein Thermometer *T* und ein Rückflußkühler *F* hinein. Das obere Ende dieses wurde während eines Versuches mit einem alkoholgetränkten Wattebausch bedeckt. Das flüssige Brom wurde vermittelst eines geeigneten Glastrichters durch die Thermometeröffnung hindurch in das am Boden des Zerstreuungsgefäßes *Z* befindliche Glasschälchen *g* eingeschüttet; der abnehmbare Boden von *Z* war dabei vorher durch herumgewickeltes Isolierband gedichtet worden. Überhaupt bewährte sich Isolierband an allen Stellen, wo die Apparatteile ineinander paßten und wo luftdichter Verschluß erwünscht war. — Um die Diffusion des Bromdampfes zum Bernstein hin zu vermeiden, war die Messingröhre *R* durch den Boden einer Blechbüchse *K* hindurchgeführt. In diese Büchse wurde während eines Versuches eine Kältemischung aus Eis und Salz gefüllt. Die Isolation des Bernsteins blieb unter diesen Vorsichtsmaßregeln während eines Versuches vorzüglich.

Wurde durch *D* Wasserdampf hindurchgeleitet, so zeigte nach kurzer Zeit das Thermometer eine konstante Temperatur an.

Zunächst wurden Kontrollversuche mit Luft gemacht, um zu sehen, ob die Ionisation bei Erhöhung der Temperatur in regelmäßiger Weise abnahm. Das Ur-*X*-Präparat wurde bei jedem Versuche auf die obere Wand von *Z* gelegt; nach jedem Versuche wurde die Isolationsfähigkeit des Apparates geprüft. — Es zeigte sich, daß die Ionisation bei höheren Temperaturen sich direkt aus der Ionisation bei Zimmertemperatur berechnen ließ, wenn man die verminderte Dichte der erwärmten Luft in Rücksicht zog. Bei den Versuchen mit Brom wurde mit den Ablesungen so lange gewartet, bis sich im Zerstreuungsgefäß eine konstante Temperatur eingestellt hatte. Dann blieb auch die Ionisation konstant.

Es ergab sich, daß bei gleicher Temperatur von Luft und Bromdampf (90^0 C) die Ionisation in Bromdampf 4,40 mal so intensiv war als in Luft; die spez. Ionisation in Bromdampf ist also $4{,}40 : 5{,}53 = 0{,}80$ mal so groß als in Luft.

Dieser Wert ist zwar größer als der (unter Voraussetzung der Proportionalität zwischen Ionisation und Absorption) berechnete theoretische Wert 0,565. Immerhin ist bemerkenswert, daß die spez. Ionisation im hochatomigen Brom kleiner ist als in Luft.

Natürlich können die Versuche über die Ionisation von Gasen erst dann zur Unterstützung unserer Ansichten vom Durchgang der β-Strahlen durch Materie dienen, wenn einmal mehr Beobachtungsmaterial vorliegt und ferner über den Vorgang der Ionisation festere Vorstellungen gewonnen sind.

Zusammenfassung der Resultate.

1. β-Strahlen erfahren beim Durchgang durch Materie einen geringen Geschwindigkeitsverlust, der um so größer ist, je niedriger das Atomgewicht der durchstrahlten Substanz ist und je mehr die Strahlen aus ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt werden.

2. Die Kurven für die hindurchgelassene Strahlung sind in weitem Maße von den Versuchsbedingungen abhängig. Sind in dem untersuchten Strahlenbündel Strahlen, die vorher durch andere Materie beeinflußt sind, so ist die Durchdringungsfähigkeit kleiner als die eines unbeeinflußten Strahlenbündels. Besteht das Strahlenbündel aus „Parallelstrahlen", so ist seine Durchdringungsfähigkeit anfänglich größer als bei einem Strahlenbündel mit gleichmäßiger Strahlenverteilung. Doch ist dieser Effekt nur bei niedrigatomigen Substanzen zu erkennen, da bei hochatomigen Substanzen sich infolge der starken diffusen Streuung Unregelmäßigkeiten in der Strahlenverteilung sehr rasch ausgleichen.

3. Die hindurchgelassene Strahlung läßt sich — für nicht zu kleine Filterdicken — durch die Formel ausdrücken:

$$\mathfrak{J}_{(xD)} = \mathfrak{J}_0 \cdot e^{-\left(\frac{\mu}{D}\right)_0 \cdot xD - \nu (xD)^2},$$

die theoretisch unter der Annahme zustande kommt, daß die Durchdringungsfähigkeit mit zunehmender Schichtdicke linear abnimmt.

4. Die experimentell bestimmbaren Strahlungskonstanten μ/D und p (reziproke auf die Masseneinheit bezogene Durchdringungsfähigkeit und maximale reflektierte Strahlungsenergie) hängen außer vom Atomgewicht der untersuchten Substanz nur von zwei der betreffenden Strahlenart charakteristischen Konstanten ab.

5. Diese einfachen Gesetzmäßigkeiten erklären sich unter der Annahme, daß die β-Strahlung beim Durchgang durch Materie absorbiert und diffus zerstreut wird; und zwar muß der absorbierte Anteil proportional der Querschnittssumme der Atome der durchstrahlten Materie, der diffus zerstreute Anteil proportional einmal dem von den Atomen wirklich eingenommenen Raume und dann der Anzahl der an den Atomen haftenden Elektronen sein.

6. Wasserstoff zeigt, auf Luft bezogen, unter dem Einfluß von β-Strahlen ein sehr hohes spezifisches Ionisationsvermögen. Diese Erscheinung erklärt sich unter unserer obigen Annahme über die Abhängigkeit der Absorp-



tion vom Atomgewicht, daß nämlich die spezifische Absorption umgekehrt proportional ist der dritten Wurzel aus dem Atomgewicht, und unter der weiteren Annahme, daß in Luft und Wasserstoff Ionisation und Absorption einander proportional sind.

7. Bromdampf zeigt eine geringere spezifische Ionisation als Luft; doch ist sie nicht so klein, wie sie nach der Theorie unter den eben gemachten Annahmen sein müßte.

Gießen, 19. Oktober 1909, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 21. Oktober 1909.)

Über das Absorptionsgesetz der β-Strahlen.

Von Otto Hahn und Lise Meitner.

Über die Absorption der β-Strahlen beim Durchgang durch Materie liegt eine Reihe von Arbeiten vor, deren Ergebnisse zwar in Einzelheiten beträchtlich voneinander abweichen, die aber im großen und ganzen den Schluß wahrscheinlich machen, daß die Absorption homogener β-Strahlen nach einem Exponentialgesetz erfolgt. Insbesondere hat H. W. Schmidt[1]) durch direkte Messungen an den β-Strahlen des Radium E gezeigt, daß die Geschwindigkeit der Strahlen beim Durchgang durch Materie keine merkliche Änderung erfährt.

Wir selbst haben im Laufe der letzten zwei Jahre eine Untersuchung der β-Strahlen sämtlicher Radioelemente durchgeführt und sind auf Grund unserer Befunde zu dem Schluß geführt worden, daß einheitliche β-Strahlen nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden. Andererseits haben wir bei nichthomogenen β-Strahlensubstanzen nie ein Exponentialgesetz erhalten.

Natürlich ist die Absorption der β-Strahlen in Materie ein sehr komplexer Vorgang, insbesondere durch die Streuung der primären Strahlen und das Auftreten sekundärer Strahlen. Diese beiden störenden Momente hatten wir aber bei unseren Versuchen auf ein Minimum beschränkt, indem wir einerseits mit möglichst senkrechten Strahlen arbeiteten und die Öffnung des Elektroskops so groß im Verhältnis zur Weite des Strahlenbündels wählten, daß auch bei starker Streuung noch der größte Teil der Strahlen in das Elektroskop gelangen mußte, andererseits als absorbierende Substanz Aluminium verwendeten, das unter allen Metallen die geringste Menge sekundärer Strahlen aussendet.

Aus dem Umstand, daß die Absorption nach einem Exponentialgesetz erfolgt, ergibt sich notwendigerweise der Schluß, daß die Geschwindigkeit der β-Teilchen keine merkliche Änderung erfahren kann. Für die Berechtigung dieser Annahme sprechen auch die Versuche von Makower[1]), der zeigte, daß die Zahl der β-Teilchen beim Durchgang durch Materie in genau derselben Weise abnimmt wie die Ionisation.

Nun ist in jüngster Zeit eine Arbeit von W. Wilson[2]) erschienen, die zu folgenden Ergebnissen gelangt:

1. Die Absorption homogener β-Strahlen findet nicht nach einem Exponentialgesetz statt, sondern nach einem praktisch linearen Gesetz.
2. Strahlen, die von Substanzen wie Uran X, Radium E und Aktinium ausgesendet werden, sind inhomogen und werden eben deswegen nach einem Exponentialgesetz absorbiert.
3. Die Geschwindigkeit der β-Strahlen wird beim Durchgang durch Materie verringert.

Diese Befunde stehen in direktem Widerspruch zu unseren oben angeführten Resultaten. Wir glauben aber den Nachweis erbringen zu können, daß sich aus den Versuchen Wilsons nicht die von ihm gefolgerten Schlüsse ziehen lassen und daß diese Versuche vielmehr unsere Resultate zu stützen geeignet sind.

Zum besseren Verständnis müssen wir auf die Versuchsanordnung Wilsons kurz eingehen. Die Figuren sind seiner Arbeit entnommen. Fig. 1 zeigt die Versuchsanordnung.

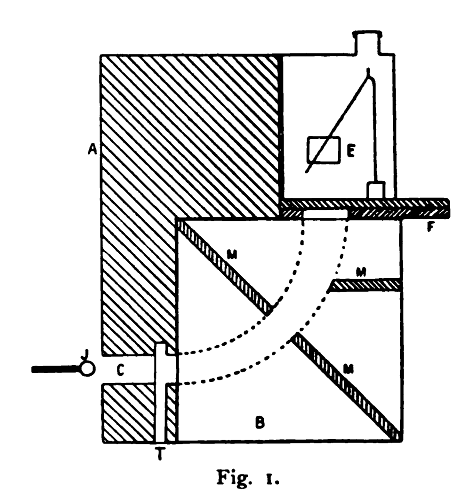


Fig. 1.

Die von J ausgehenden Strahlen von Ra oder Radiumemanation im Gleichgewicht werden durch ein magnetisches Feld in Richtung der gestrichelten Linien in das Elektroskop gelenkt. Der innere Radius der Strahlenbahn betrug in dem angeführten Fall 4 cm, der äußere etwa 5 cm. Die Eintrittsöffnung des Elektroskops war ebenso groß wie die Strahlenbahn.

Wilson meint durch diese Anordnung ziemlich homogene Strahlen zu erhalten, die er dann auf ihre Absorption untersucht. Aus den

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **8**, 361, 1907.

1) Makower, Phil. Mag. January 1909.
2) W. Wilson, Proc. Roy. Soc. A, **82**, 612—628, 1909.



erhaltenen Kurven zieht er die unter 1 und 2 oben angeführten Schlüsse.

Um den dritten Punkt, die Änderung der Geschwindigkeit beim Durchgang durch Materie zu beweisen, verfährt Wilson folgendermaßen: Er bestimmt zunächst, bei welcher Stärke des magnetischen Feldes das Maximum der Ionisation eintritt. Fig. 2, Kurve *a* zeigt die Ab-

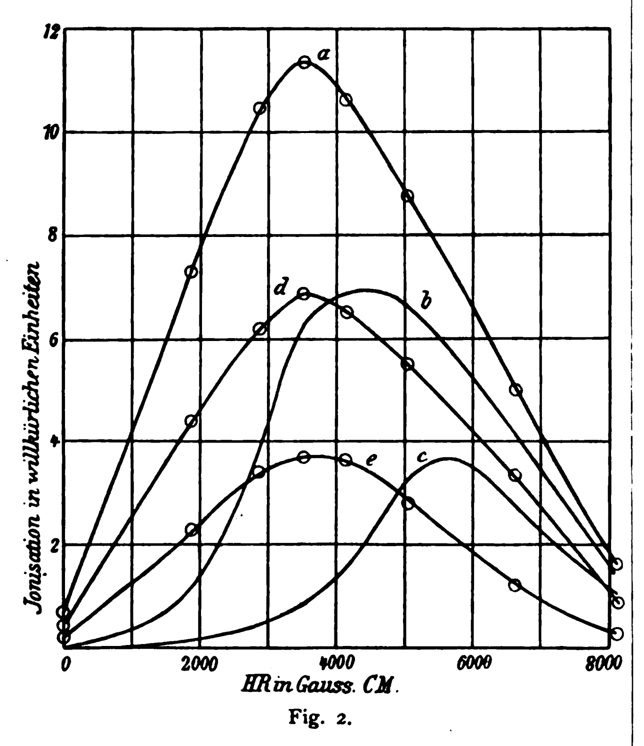


Fig. 2.

hängigkeit der Ionisation von der Feldstärke für diesen Fall. Hierauf bringt er Aluminiumbleche von 0,489 mm, bzw. 1,219 mm Dicke unmittelbar unterhalb des Elektroskops an, also derart, daß die Strahlen erst durch das Magnetfeld ausgeblendet werden, bevor sie durch das Aluminium gehen, und bestimmt wieder die Ionisation in ihrer Abhängigkeit vom magnetischen Feld. Die Kurven *b* und *c* der Fig. 2 geben die erhaltenen Messungsresultate wieder. Sie zeigen, daß selbstverständlich der Absolutwert des Maximums kleiner geworden ist und außerdem das Maximum bei größeren Feldstärken eintritt als bei Kurve *a*, d. h. es müssen jetzt mehr Strahlen von größerer Geschwindigkeit in das Elektroskop gebracht werden, um das Maximum der Ionisation zu erhalten als im ersten Fall. Wilson bringt nun die Aluminiumbleche an die mit J (Fig. 1) bezeichnete Stelle. Die Strahlen müssen jetzt erst das Aluminiumblech durchdringen, bevor sie in das magnetische Feld eintreten. Die Kurven *d* und *e* zeigen die für verschiedene Feldstärken beobachteten Ionisationen. Die Absolutwerte der Maxima sind die gleichen wie in den Kurven *b* und *c*; die Maxima selbst aber sind nicht mehr nach der Seite der stärkeren Felder verschoben, sondern sind der Lage nach identisch mit dem Maximum der Kurve *a*.

Verfasser schließt hieraus, daß die β-Strahlen beim Durchgang durch das Aluminium eine Geschwindigkeitsverringerung erfahren haben und daß daher das Maximum in den Kurven *d* und *e* bei schwächeren Feldern auftritt als in den Kurven *b* und *c*.

Zu Punkt 1 und 2 möchten wir bemerken, daß Wilson Strahlen von absolut verschiedener Geschwindigkeit zur Untersuchung brachte. Denn, da der innere Radius der Strahlenbahn 4 cm, der äußere 5 cm betrug, so konnten die Geschwindigkeiten der durch das Magnetfeld in das Elektroskop gebeugten Strahlen mindestens im Verhältnis von 4 : 5 variieren. Dieses Intervall ist sicher größer als das Geschwindigkeitsintervall der überhaupt aus dem Glasröhrchen austretenden β-Strahlen. Damit werden auch alle Berechnungen Wilsons, denen die Geschwindigkeitsbestimmungen aus der Stärke des verwendeten Magnetfeldes und dem Radius von 4 cm zugrunde gelegt sind, hinfällig.

Die von Wilson erhaltenen Kurven zeigen den allgemeinen Verlauf, der nach unsern Resultaten einem homogenen Strahlenbündel entspricht, dessen Öffnungswinkel im Verhältnis zur Öffnung des Elektroskops so groß ist, daß gestreute Strahlen nicht oder nur zu sehr geringem Teil zur Ionisation beitragen können.

Ein Beweis für ein lineares Absorptionsgesetz einheitlicher β-Strahlen ist also durch die Versuche Wilsons sicher nicht erbracht.

Was nun die Geschwindigkeitsänderung der β-Strahlen beim Durchgang durch Materie betrifft, so glauben wir, zeigen zu können, daß die Wilsonschen Versuche nicht nur keinerlei Beweis für eine Geschwindigkeitsänderung bieten, sondern bei richtiger Deutung sogar zu dem Schluß führen, daß die Geschwindigkeit ungeändert bleibt.

Daß für die Kurven *b* und *c* das Maximum nach der Seite der stärkeren Felder rückt, ist ganz selbstverständlich. Von den durch das Magnetfeld ausgeblendeten Strahlen werden die langsameren in dem Aluminium zum größten Teil absorbiert und es ist daher natürlich günstiger, wenn in den austretenden Strahlen von vornherein möglichst wenig leicht absorbierbare enthalten sind und zwar um so weniger, je dicker die absorbierende Schicht ist.

Anders verhält es sich, wenn die Strahlen durch das Aluminium gehen, bevor sie vom magnetischen Feld abgelenkt werden. Wir wollen den Fall betrachten, daß aus dem Glasrohr Strahlen von zweierlei Geschwindigkeiten austreten. Die Intensität der langsameren Strahlen sei J_1, die der schnelleren J_2. Das

magnetische Feld, für welches das Maximum der Ionisation eintritt, blende aus den Strahlen die Mengen $\alpha_1 \mathcal{J}_1 + \alpha_2 \mathcal{J}_2$ aus, wobei das Verhältnis $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ durch die Feldstärke bestimmt ist. Läßt man nun die Strahlen vor ihrem Eintritt in das magnetische Feld durch Aluminium gehen, so werden die austretenden Strahlen unter allen Umständen geringere Intensitäten besitzen, etwa $\beta_1 \mathcal{J}_1$, bezw. $\beta_2 \mathcal{J}_2$, wobei natürlich β_1 kleiner als β_2 sein mag. Bezüglich der Geschwindigkeit der Strahlen sind nun zwei Möglichkeiten vorhanden:

1. Die Geschwindigkeit hat keine merkliche Änderung erfahren. Dann wird das Maximum der Ionisation immer bei derselben Feldstärke eintreten, wie im Fall der Kurve *a*, solange nur genügend weiche β-Strahlen vorhanden sind, um eine Beteiligung der Strahlen im Verhältnis $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ zu ermöglichen. Erst wenn man so viel Aluminium eingeschaltet hat, daß infolge der zu starken Absorption diese Bedingung nicht mehr erfüllt ist, tritt eine Verschiebung des Maximums ein und zwar natürlich nach der Seite des stärkeren Feldes.

2. Die Geschwindigkeit wird verringert; dann muß eine Verschiebung des Maximums in Richtung der abnehmenden Feldstärke eintreten und zwar verglichen mit der Kurve *a*, bei welcher die Strahlen kein Aluminium zu durchsetzen hatten, und um so stärker, je dicker die absorbierende Schicht ist.

Die Resultate Wilsons stimmen nun, wie man aus der Fig. 2 erkennt, durchaus mit der Voraussetzung 1. überein, derzufolge die Geschwindigkeit nicht geändert wird. Durch die benutzten Aluminiumschirme ist die Intensität in Kurve *d* auf 60 Proz., in Kurve *e* auf 21 Proz. der ursprünglichen Stärke gesunken. Das Maximum der Kurve *d* tritt genau an derselben Stelle auf wie in Kurve *a*, das der Kurve *e* scheint sogar schon etwas nach rechts verschoben. Die Lage dieser Maxima mit denen der Kurven *b* und *c* zu vergleichen, wie es Wilson tut, ist selbstverständlich nicht statthaft.

Natürlich gelten alle diese Überlegungen nur für den von Wilson untersuchten Fall des Radiums, wo außer den weichen β-Strahlen von *Ra B*, die bei der benutzten Versuchsanordnung kaum in Betracht kommen, zwei voneinander nicht sehr verschiedene β-Strahlen (von dem komplexen *Ra C* herrührend) vorhanden sind.

Hätte Wilson die Versuche im magnetischen Feld mit homogenen β-Strahlen ausgeführt, so hätte er überhaupt keine Verschiebung des Maximums gefunden.

Chem. Institut der Universität Berlin.

(Eingegangen 1. November 1909).

Zur Analyse der Dispersionsformeln.

Von N. Umow.

1. In dem vortrefflichen Buche des Herrn Professor Woldemar Voigt — „Magneto- und Elektrooptik" — finden wir auf der S. 108 folgende Dispersionsformeln:

$$n^2(1-\varkappa^2) = 1 + \sum \frac{\varrho(\nu_0^2-\nu^2)}{(\nu_0^2-\nu^2)^2+\nu'^2\nu^2} \quad (1)$$

$$2n^2\varkappa = \sum \frac{\varrho\nu'\nu}{(\nu_0^2-\nu^2)^2+\nu'^2\nu^2}. \quad (2)$$

Es bedeuten hier n den reellen Brechungsindex, $\varkappa$ den Absorptionsindex; die Glieder der Summen beziehen sich auf verschiedene Elektronengattungen des Körpers, ν_0 ist die Eigenfrequenz der Elektronengattung des entsprechenden Gliedes, ν die Frequenz der fortschreitenden ebenen Welle, ν' eine Hilfsgröße, die von der Natur der Elektronengattung abhängt und klein gegen ν_0 ist.

Es ist

$$\varrho = 4\pi\mathfrak{N}\frac{e^2}{m},$$

wo $\mathfrak{N}$ die Zahl der Elektronen einer Gattung in der Volumeneinheit, e die Ladung, m die Masse eines Elektrons dieser Gattung bedeuten.

Es besitze der Körper N verschiedene Elektronengattungen; N bezeichnet dann die Zahl der Glieder in den Summen der Formeln (1) und (2). Die erste dieser Formeln können wir schreiben:

$$n^2(1-\varkappa^2) = \frac{N}{N} + \sum \frac{\varrho(\nu_0^2-\nu^2)}{(\nu_0^2-\nu^2)^2+\nu'^2\nu^2} = \sum\left\{\frac{1}{N} + \frac{\varrho(\nu_0^2-\nu^2)}{(\nu_0^2-\nu^2)^2+\nu'^2\nu^2}\right\}$$

oder

$$n^2(1-\varkappa^2) = \frac{1}{N}\sum \frac{(\nu_0^2-\nu^2)(\nu_0^2-\nu^2+\delta)+\nu'^2\nu^2}{(\nu_0^2-\nu^2)(\nu_0^2-\nu^2+0)+\nu'^2\nu^2}. \quad (3)$$

Hier ist gesetzt

$$\delta = N\varrho = N\mathfrak{N}\frac{4\pi e^2}{m}. \quad (4)$$

$N\mathfrak{N}$ ist die Zahl der Elektronen in der Volumeneinheit im Falle, daß alle Elektronen einer und derselben Gattung wären; δ kann nur positiv sein.

2. Nehmen wir in einer Ebene ein rechtwinkeliges Koordinatensystem x, y und setzen

$$x = \nu^2 - \nu_0^2. \quad (5)$$

Da ν alle Werte von 0 bis + Unendlich annehmen kann, so ändert sich x von $-\nu_0^2$ bis $+\infty$.

Wir führen noch ein eine Schar von gleichseitigen Hyperbeln, deren Achsen in den Richtungen der Koordinatenachsen liegen und welche den verschiedenen Parametern δ entsprechen, die von 0 bis $+\infty$ variieren können:

$$y_\delta^2 = \nu'^2(x+\nu_0^2) - x(\delta - x). \quad (6)$$

Wir sehen jetzt, daß der Zähler eines Gliedes

der Summe (3) dem Quadrate der Ordinate einer Hyperbel δ, der Nenner dem Quadrate der Ordinate der Hyperbel $\delta = 0$, gleich sind.

Wir haben also

$$n^2(1-x^2) = \frac{1}{N}\sum \frac{y_\delta^2}{y_0^2}. \qquad (7)$$

Wollen wir jetzt die Lage der Hyperbeln (6) für ein Glied der Summe, also für eine Elektronengattung ν_0, ν' bestimmen. Es genügt nur von der Lage dieser Linien in der Halbebene $+y$, $\pm x$ zu reden.

Alle Hyperbeln (6) schneiden sich nur in einem Punkte, der auf der y-Achse liegt:

$$x = 0, \; y = \nu'\nu_0. \qquad (8)$$

Die Zentra aller Hyperbeln liegen auf der x-Achse. Die Abszissen dieser Zentra sind:

$$a = \frac{\delta - \nu'^2}{2}. \qquad (9)$$

Die Halbachsen α in der Richtung x und β in der Richtung y sind:

$$\beta = \sqrt{\nu'^2\nu_0^2 - a^2}, \; \alpha = \sqrt{a^2 - \nu'^2\nu_0^2}. \qquad (10)$$

Wir müssen daher zwei Serien von Hyperbeln unterscheiden:

I. Serie: Hyperbeln, deren reelle Achse der Ordinatenachse parallel ist; für diese

$$a \leqq \nu'\nu_0, \; \delta \leqq \nu'^2 + 2\nu'\nu_0.$$

II. Serie: Hyperbeln, deren reelle Achse in der Richtung der Abszissenachse liegt:

$$a \gtreqless \nu'\nu_0, \; \delta \gtreqless \nu'^2 + 2\nu'\nu_0.$$

3. Sehen wir jetzt nach der Lage der Hyperbeln der ersten Serie. Es werden dann a die Abszisse und β die Ordinate des Scheitels einer solchen Hyperbel. Indem wir β quadrieren, erhalten wir:

$$\beta^2 + a^2 = \nu'^2\nu_0^2. \qquad (11)$$

Es liegen also die Scheitel aller Hyperbeln mit Parametern

$$\text{von } \delta = 0 \text{ bis } \delta = \nu'^2 + 2\nu'\nu_0$$

auf dem Bogen eines Kreises vom Halbmesser $\nu'\nu_0$, dessen Zentrum im Koordinatenanfangspunkte liegt. Der Anfang des Bogens fällt mit dem Scheitel der Hyperbel $\delta = 0$ zusammen und hat die Abszisse $-\frac{\nu'^2}{2}$. Von diesem Punkte an nach der Richtung der positiven x-Achse liegen die übrigen Scheitel. Die Hyperbel $\delta = \nu'^2$ hat ihren Scheitel auf der y-Achse im Schnittpunkte aller Hyperbeln; die Hyperbel $\delta = 2\nu'^2$ liegt in bezug auf die Hyperbel $\delta = 0$ symmetrisch gegen die y-Achse. Das Ende des Bogens liegt auf der x-Achse und bildet den Scheitel der letzten Hyperbel dieser Serie; es zerfällt diese in zwei Geraden

$$y \mp x + \nu'\nu_0 = 0, \qquad (12)$$

da für diese

$$a = \nu'\nu_0, \; \beta = 0, \; \delta = 2\nu'\nu_0 + \nu'^2 = \delta_c.$$

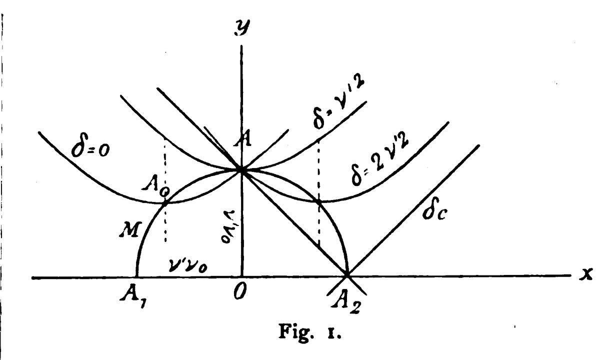


Fig. 1.

Diese Verhältnisse sind in der Fig. 1 dargestellt.

4. Die zweite Serie der Hyperbeln beginnt mit dem Parameter δ_c, also mit zwei Geraden (12). Die reelle Halbachse

$$\alpha = \sqrt{a^2 - \nu'^2\nu_0^2}$$

liegt in der Richtung der x-Achse; sie stellt die Länge der Tangente, welche vom Zentrum der Hyperbel (Abszisse $= a$) zum Kreise M (Halbmesser $= \nu'\nu_0$) gezogen ist. Es sei in der Fig. 2, M der Kreis vom Halbmesser

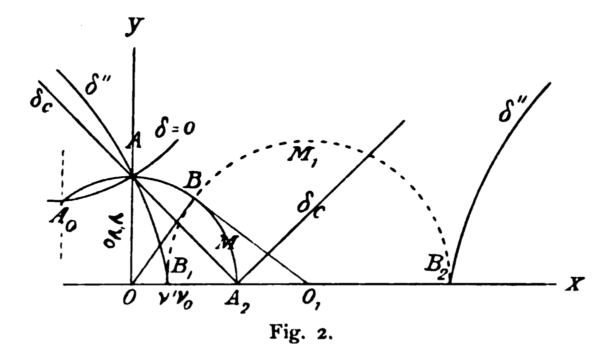


Fig. 2.

$OB = \nu'\nu_0$, O_1 das Zentrum einer Hyperbel der zweiten Serie, wobei aus (9)

$$\delta'' = 2a + \nu'^2, \; a = OO_1.$$

Wir ziehen die Tangente O_1B und beschreiben mit dieser Länge als Radius einen Kreis M_1. Seine Schnittpunkte mit der x-Achse geben uns die Scheitel B_1, B_2 der Hyperbel. Der Zweig, der zum Scheitel B_1 hat, geht außerdem, wie auch die entsprechenden Zweige anderer Hyperbeln, durch den gemeinschaftlichen Schnittpunkt A. Alle Scheitel dieser Zweige liegen zwischen $x = 0$ und $x = +\nu'\nu_0$, also auf dem Halbmesser OA_2 des Kreises M.

Der Strecke B_1B_2 der Abszissenachse, die zwischen den Scheiteln der Hyperbel liegt, also zwischen

$$a - \alpha \text{ und } a + \alpha$$

d. h. zwischen

$$\frac{\delta - \nu'^2}{2} - \sqrt{\left(\frac{\delta - \nu'^2}{2}\right)^2 - \nu'^2\nu_0^2}$$

und (13)

$$\frac{\delta - \nu'^2}{2} + \sqrt{\left(\frac{\delta - \nu'^2}{2}\right)^2 - \nu'^2\nu_0^2}$$

(Wurzeln der Gleichung $x^2 - x(\delta - \nu'^2) + \nu'\nu_0^2 = 0$) entsprechen imaginäre Werte der Ordinaten der Hyperbel oder negative Werte von y_δ^2. Um in der Summe (7) Verhältnisse von nur reellen Linien zu haben, fügen wir der zweiten Serie der Hyperbeln noch die Kreise M_1, welche zum Kreise M orthogonal verlaufen. Wir erhalten ihre Gleichung, indem wir für das Intervall (13) in der Gleichung (6) statt y_δ^2 die Größe $-y_\delta^2$ schreiben, d. h.

$$-y_\delta^2 = \nu'^2(x + \nu_0^2) - x(\delta - x)$$

oder

$$(x - a)^2 + y^2 = a^2 - \nu'^2 \nu_0^2. \qquad (14)$$

5. Betrachten wir den Fall, daß ν' sehr klein ist. Den Kreis M können wir in diesem Falle als mit dem Koordinatenanfangspunkt zusammenfallend annehmen. Von der ersten Serie der Hyperbeln bleibt nur die einzige mit $\delta = 0$, die die Form zweier Geraden $x \pm y = 0$ annimmt. Die Abszisse des Zentrums einer Hyperbel wird auch die Länge ihrer reellen Halbachse und die Hälfte ihres Parameters δ'', nach (9) geben. Der eine Scheitel aller Hyperbeln wird also immer im Koordinatenanfangspunkte liegen. Diese Verhältnisse sind in der Fig. 3 dargestellt. O_1, O_2 sind Zentra der Hyperbeln $\delta'' = OO_2$ und $\delta_1'' = OO_3$.

6. Die Werte x, für welche der Bruch

$$\mathfrak{J} = \frac{y_\delta^2}{y_0^2} = 1 - \frac{\delta \cdot x}{y_0^2} \qquad (15)$$

Maximum oder Minimum wird, sind unabhängig von dem Werte des Parameters δ, was schon aus der Formel (15) ersichtlich ist.

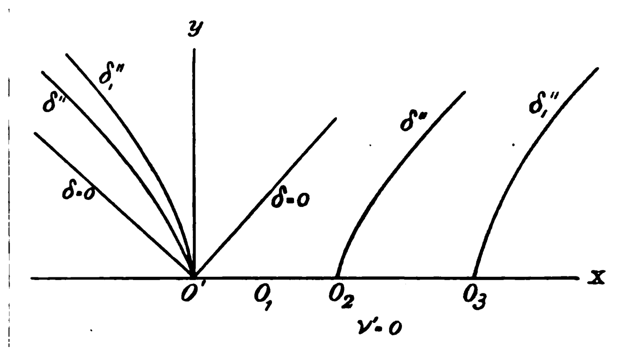


Fig. 3.

Wir haben

$$\frac{d\mathfrak{J}}{dx} = \frac{\delta}{y_0^2}\left(\frac{(\nu'^2 + 2x)x}{y_0^2} - 1\right).$$

Die Bedingung $\frac{d\mathfrak{J}}{dx} = 0$ gibt

$$y_0^2 - (\nu'^2 + 2x)x = 0$$

oder nach Einsetzen von y_0:

$$\nu'^2 \nu_0^2 - x^2 = 0, \text{ woraus } x = \pm \nu'\nu_0.$$

Die Maxima und Minima entsprechen also den Schnittpunkten des Kreises M mit der x-Achse. Für $x = -\nu'\nu_0$ ist die zweite Ableitung von $\mathfrak{J}$ nach x negativ, wir haben ein Maximum; für $x = +\nu'\nu_0$ ist sie positiv, wir haben ein Minimum. Wir bilden die folgende Tabelle, deren letzte Kolumne weiter erklärt wird:

x:	ν^2:	$\mathfrak{J}$:	$\frac{\delta . \eta}{y_0^2}$:
$-\nu_0^2$	0	$1 + \frac{\delta}{\nu_0^2}$	0
$-\nu'\nu_0$	$\nu_0^2 - \nu'\nu_0$	$1 + \frac{\delta}{2\nu'\nu_0 - \nu'^2}$ (Max.)	$\frac{\delta\sqrt{\nu_0 - \nu'}}{\nu'(2\nu_0 - \nu')\sqrt{\nu_0}}$
0	ν_0^2	1	$\frac{\delta}{\nu_0 \nu'}$
$+\nu'\nu_0$	$\nu_0^2 + \nu'\nu_0$	$1 - \frac{\delta}{2\nu'\nu_0 + \nu'^2}$ (Min.)	$\frac{\delta\sqrt{\nu_0 + \nu'}}{\nu'(2\nu_0 + \nu')\sqrt{\nu_0}}$
∞	∞	1	0

Für die Hyperbeln der zweiten Serie ist $\delta > 2\nu'\nu_0 + \nu'^2$, also $\mathfrak{J}$ Minimum ist negativ; auf beiden Seiten dieses Minimums finden wir $\mathfrak{J} = 0$ für zwei Werte von x, die den Scheiteln dieser Hyperbeln entsprechen, da für diese $y_0^2 = \delta . x$ ist, oder auch $y_\delta^2 = 0$.

7. Wir gehen jetzt zu der Gleichung (2) über. Man kann diese in der Form schreiben:

$$2n^2 x = \frac{1}{N} \sum \frac{\delta . \eta}{y_0^2}, \qquad (16)$$

wo η die Ordinate der Parabel

$$\eta^2 = \nu'^2(x + \nu_0^2) \qquad (17)$$

ist. Die Achse dieser Parabel fällt mit der x-Achse zusammen; ihr Scheitel hat die Abszisse $x = -\nu_0^2$. Sie schneidet den Kreis M in Punkten mit Abszissen $x = -\nu'^2$ und $x = 0$; der letzte Punkt ist der allgemeine Schnittpunkt aller Hyperbeln und in diesem haben die Parabel und die Hyperbel $\delta = 0$ eine gemeinsame Tangente. Der Parameter der Parabel ist $\frac{\nu'^2}{2}$; $\frac{\eta}{y_0}$ wird gleich eins bei $x = 0$, für andere Werte aber ist er immer ein echter Bruch; die oben angeführte Tabelle gibt einige Werte der Glieder der Summe (16). Die Fig. 4 zeigt diese Verhältnisse mit der Abweichung, daß, da ν' sehr klein gegen ν_0 ist, der Scheitel S der Parabel müßte viel weiter in der Richtung $-x$ vom Koordinatenanfangspunkte liegen.



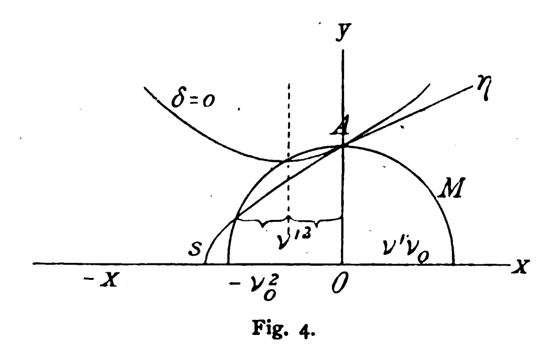


Fig. 4.

8. Die Gebiete der verschiedenen Elektronengattungen stehen in der Richtung der x-Achse in Entfernungen, die den Differenzen der Quadrate ihrer Eigenfrequenzen gleich sind. Die Scheitel der Parabeln aller Gebiete liegen in einem und demselben Punkte $\nu = 0$ der x-Achse. Ein jedes Gebiet wird gebildet durch drei krumme Linien: zwei gleichseitige Hyperbeln $\delta = 0$, $\delta = \delta_1$ und einer Parabel, deren Zusammenhang oben angegeben und sehr einfach ist. Um eine Vorstellung über den Verlauf des Brechungsindex und des Absorptionskoeffizienten in verschiedenen Fällen zu haben, können wir einige solcher Gebiete auf einem Koordinatenpapier auftragen und das Verhältnis der entsprechenden Ordinaten, die auf einem und demselben Perpendikel zur x-Achse liegen, bestimmen, und daraus mit Hilfe der Formeln (7) und (16) ein Bild der Erscheinung erhalten.

Es folgt aus dem Dargelegten, daß die Elektronengattungen nicht nur durch ihre Eigenfrequenzen charakterisiert werden, sondern noch in zwei Klassen bei einer und derselben Frequenz unterteilt sein müssen, je nachdem ihre Parameter der ersten oder der zweiten Serie angehören. Bei sehr schwacher Absorption haben die Elektronengattungen Parameter der zweiten Serie. Bei starker Absorption können Parameter beider Serien auftreten.

Moskau, Physikal. Inst. d. Univ., September 1909.

(Eingegangen 27. September 1909.)

Über die Arbeitsfähigkeit absorbierter Strahlungsenergie.

Von K. v. Wesendonk.

Verfasser hat seiner Zeit bei Gelegenheit einer kleinen Arbeit „Zur Thermodynamik“[1]) angegeben, daß, wenn bei einem Kreisprozesse einem Körper- oder Oberflächenelemente der arbeitenden Substanz durch Strahlung Wärme zugeführt wird, für deren Verwandlungswert nur die Temperatur des Wärme aufnehmenden Elementes maßgebend sei. Erhält also ein Körper- oder Oberflächenelement, dessen Temperatur T_0 ist, durch Strahlung von außen die Wärmemenge dQ, so ist demnach in der bekannten Clausiusschen Ungleichung der Verwandlungswert $\frac{dQ}{T_0}$ einzusetzen. Dabei wird jedoch auf eine abweichende Ansicht von Poincaré hingewiesen, der in seiner Thermodynamik (deutsch von Jäger und Gumlich, 1. Auflage, S. 159) angibt, es sei bei photochemischen Prozessen auch die Temperatur der Strahlungsquelle in Betracht zu ziehen. In der zweiten französischen Auflage findet sich dieselbe Anschauung wieder, deren Berechtigung vielfach zugegeben zu werden scheint. So sei denn auf folgende, von hervorragender Seite gegebene Ausführungen hingewiesen. In den Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft zu Berlin für 13. Dezember 1907, S. 753—757, weist nämlich Herr Warburg darauf hin, daß für photochemische Wirkungen zweiter Art, bei denen eine Vermehrung der freien Energie eintritt (wie bei der Zerlegung der Kohlensäure im chlorophyllhaltigen Stärkekorn, oder bei der Ozonisierung des Sauerstoffes) folgendes zu beachten sei: „Wenn man von einem Körper A von der Temperatur T absolut Wärme Q auf einen Körper A_0 von der Temperatur T_0 absolut überträgt, so kann bei einem solchen Vorgang, wenn er passend geleitet wird, ein Teil von Q in mechanische Arbeit umgesetzt werden, aber nach dem Carnot-Clausiusschen Prinzip höchstens der Bruchteil

$$\nu = 1 - \frac{T_0}{T} \quad \text{Gl. (1)}.$$

Dabei kann die Wärme Q dem Körper A durch Leitung oder Strahlung entzogen werden. Im zweiten Falle existiert sie, ehe sie von einem anderen Körper B als Wärme aufgenommen wird, zwischen A und B als Ätherwellenenergie oder Strahlung. Es folgt daraus, daß die Strahlung in bezug auf ihre Verwandelbarkeit in mechanische Arbeit denselben Gesetzen wie die Wärme unterliegt. Betrachten wir also die schwarze Strahlung innerhalb einer thermaktinen Hülle von der Temperatur T, so ist die maximale bei Verwandlung dieser Strahlung in Strahlung von der Temperatur T_0 zu gewinnende mechanische Arbeit, welche z. B. mit Hilfe des Strahlungsdruckes erhalten werden kann, nach 1 zu berechnen“. Weiterhin wird dann im Anschluß an Herrn Planck die sogenannte spezifische Strahlungsintensität E eines Strahlenbündels von der Wellenlänge zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ eingeführt. Die Temperatur des betreffenden Strahlenbündels soll dann nach der sogenannten Wienschen Gleichung bestimmt werden. Wird nun ein solches Strahlen-

1) Wied. Ann. 67, 451, 1899.

bündel in einer gegebenen Substanz vollständig absorbiert und tritt dabei eine photochemische Wirkung zweiter Art ein, dann soll der photochemische Nutzeffekt, d. h. der maximale, in freie chemische Energie zu verwandelnde Bruchteil der Strahlung wiederum nach Gleichung 1 zu bestimmen sein. Nähert sich die Temperatur der Strahlung der Temperatur T_0 des photochemischen reagierenden Körpers, so kann sie keinen chemischen Umsatz mehr erzeugen, z. B. nicht mehr ozonisierend wirken. Diese Ausführungen sind, soweit Verfasser weiß, unwidersprochen geblieben, auch in die neueste Auflage von Nernsts „Theoretische Chemie" eingegangen. Herr Byk[1]) setzt zwar die geleistete photochemische Arbeit einfach proportional der absorbierten Lichtenergie, erklärt jedoch, das widerspreche nicht den Betrachtungen des Herrn Warburg, weil die Temperatur der Strahlung bei ihm stets dieselbe sei.

Trotzdem möchte Verfasser an der oben ausgesprochenen Ansicht über die Verwandelbarkeit der aufgenommenen Wärme festhalten. Gleichung (1) gilt für einen umkehrbaren Kreisprozeß, bei welchem die arbeitende Substanz Wärme bei der Temperatur T aufnimmt, zum Teil in Arbeit verwandelt und dann wieder Wärme bei der Temperatur T_0 abgibt. Dabei tritt keine andere Veränderung ein, als daß eine gewisse Arbeitsmenge erzeugt wird und eine gewisse Wärmemenge von der Temperatur T zu der Temperatur T_0 übergeht[2]). Wenn aber ein Körper eine gewisse Wärmemenge unter Veränderung seines Zustandes aufnimmt, so ist deren Verwandlungsfähigkeit nur bestimmt durch die Bedingungen, unter denen die betreffende Substanz sich umwandelt, wobei das Prinzip der Vermehrung der Entropie gewahrt bleibt. (Man denke nur an den bekannten Fall der isothermen Ausdehnung eines idealen Gases.) Die Temperatur, welche die betreffende Wärmemenge früher besessen hatte, kommt dabei gar nicht in Betracht. Bei der Dampfmaschine spielt ja, in bezug auf deren Nutzeffekt, die Temperatur des Feuers auch keine Rolle, nur die Temperaturen, welche die arbeitende Substanz annimmt, kommen in Betracht, und ganz ähnliches gilt ja auch bei dem Carnotschen Prozeß. Nun mag ja allerdings bei photochemischen Prozessen die spezifische Intensität der Strahlung (also auch deren Temperatur) von wesentlicher Bedeutung sein, aber es ist hierbei zu bedenken, daß wohl nicht jede Absorption von Strahlung als Wärmeaufnahme anzusehen ist. Nach der kinetischen Wärmetheorie besteht die Wärme in der Bewegung der Moleküle oder Atome mit und relativ zu ihren Schwerpunkten. Wenn aber die Strahlung nicht die Molekül- oder Atommasse als solche in Bewegungen setzt, sondern nur Schwingungen der Elektronen verursacht, so kann man darin wohl nicht eine Wärmezufuhr erblicken. Das gilt auch noch, wenn später die Elektronenbewegung sich in Wärme umsetzen sollte, wie ja denn auch ein adiabatischer Prozeß ein solcher bleibt, wenn die ihm unterworfene Substanz, z. B. durch Kompression oder Erregung von Wirbelströmen erwärmt wird. In solchen Fällen wird eben andere Energie als Wärme zugeführt, die sich dann erst sekundär in Wärme umsetzt. Akzeptiert man Anschauungen, welche Herr Drude[1]) entwickelt hat, so wird man die Lichtabsorption bei normal dispergierenden Stoffen von violetten und ultravioletten Strahlen und bei anormal dispergierenden Substanzen die Absorption auch im sichtbaren Teile des Spektrums nicht als direkte Wärmeaufnahme ansehen können, da ja in beiden Fällen nur Elektronen in Schwingungen versetzt werden sollen. Dagegen kann man vielleicht die Absorption im ultraroten Teile des Spektrums als Wärmeaufnahme betrachten, weil ja dabei nach Drude die positiv geladenen Molekül- bzw. Atommassen zur Vibration gelangen. Daß nun auch bei photochemischen Prozessen durchaus nicht immer eine direkte Wärmezufuhr vorliegt, dafür spricht schon der Umstand, daß die meisten photochemischen Prozesse durch violette und ultraviolette Absorptionen bewirkt werden. Auch die elektromagnetische Theorie[2]) von Byk dürfte der hier vertretenen Auffassung günstig sein. Wenn aber dadurch, daß die Elektronen in Schwingungen versetzt werden, chemische Umsetzungen bewirkt werden sollen, so kann es wohl sein, daß dazu die Absorption einer Strahlung, deren spezifische Intensität eine gewisse Größe (bzw. Temperatur) besitzt, nötig erscheint. Das hat aber dann mit der Verwandelbarkeit der Wärme nichts weiter zu tun. Wenn es sich um einen photochemischen Prozeß zweiter Art handelt, bei dem also die freie Energie zunimmt, bzw. die Entropie abnimmt, so muß dafür natürlich die entsprechende Kompensation vorhanden sein. Da nun jeder Strahlung bekanntlich ein bestimmter Entropiewert zukommt,

1) Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellschaft 4. Jan. 1908, S. 67—77; vgl ferner Zeitschr. f. Physik. Chem. 67, 67, 1909.

2) Anmerkung bei der Korrektur: Elektromagnetische Wellen, die nicht durch geordnete elektromagnetische Vorgänge hervorgebracht werden usw. (siehe W. Wien, Enzyklop. der Math. Wiss. V_3, 284 u. f.) bilden einen Teil der Wärmelehre und unterliegen dem zweiten Hauptsatze derselben. Wird Strahlung in solche niederer Temperatur verwandelt, so gilt Gleichung 1) für die maximale Arbeitsleistung (W. Wien, l. c. 289). Ob aber bei photochemischer Absorption lediglich eine solche Verwandlung in Strahlung von der Temperatur der arbeitenden Substanz statthat, das ist doch wohl nicht bestimmt.

1) Ann. der Physik, N. F. 14, 682, 724, 725, 958, 1904; Optik, 2. Aufl., S. 378, 1906.

2) Neuerdings als „thermodynamisch-elektrochemische Theorie" bezeichnet.



so ist es ja möglich, daß beim Übergang der Energie der Strahlung in solche der Elektronenschwingungen[1]) eine Zunahme der Entropie statthat. Diese muß dann eben groß genug sein, um die Abnahme der Entropie bei dem photochemischen Prozeß zweiter Art zu kompensieren. Jedenfalls muß es ein direkt mit der Absorption der Strahlung und deren photochemischer Wirkung verbundener Vorgang sein, der die Kompensation bewirkt, ohne eine solche ist ein photochemischer Prozeß zweiter Art allerdings nicht möglich. Die wirksame Strahlung braucht übrigens nicht von einem hocherhitzten Körper herzurühren. Es ist vielleicht auch denkbar, daß z. B. eine phosphoreszierende Substanz Strahlen von genügender spezifischer Intensität (Temperatur) liefert. Dabei kann die Phosphoreszenz eventuell durch einen radioaktiven Stoff oder dergleichen hervorgerufen werden, so daß also ein hochtemperierter Körper gar nicht in Frage kommt und man dann auch kaum an einen direkten Wärmeübergang denken wird. Indem Verfasser mit diesen wenigen Andeutungen sich erlaubt, auf einen anscheinend bislang übersehenen Gesichtspunkt bei der Theorie der photochemischen Vorgänge hinzuweisen, darf er vielleicht hoffen, daß sie zu weiteren eingehenderen Untersuchungen anregen werden.

1) (Anmerkung bei der Korrektur) resp. Elektronenbewegungen oder Verschiebungen. Man sehe die interessanten Darlegungen des Herrn Stark (z. B. diese Zeitschr. 9, 1908, 85—94 und 889—900, bes. auch Anm. S. 87). Soll Gl. (1) bei photochemischen Vorgängen gelten, so müßte sie wohl durch solche Betrachtungen begründet werden.

(Eingegangen 22. September 1909.)

Notiz über eine von der Feuerfliege herrührende fluoreszierende Substanz.
(Note on a fluorescent substance from the firefly.)

Von W. W. Coblentz.

Wie beobachtet worden ist, enthält die milchige Flüssigkeit, welche die Feuerfliege (Photimus pyralis) bei der geringsten Berührung von sich gibt, eine Substanz, die in konzentrierter und von Eiweißstoffen freier Lösung eine tiefblaue Fluoreszenz aussendet. In unreiner verdünnter Lösung ist die Fluoreszenz der des gewöhnlichen Kerosins nicht unähnlich, wenngleich sehr viel schwächer. Diese fluoreszierende Substanz kommt in allen Teilen des Körpers vor; die geringste Menge ist im Kopf und im Prothorax vorhanden, der Hinterleib (die Licht aussendenden Segmente) enthält eine größere Menge, während der Thorax und die Flügeldecken (die ziemlich weich sind) die größte Menge enthalten. Die Flügeldecken sind von einem durchscheinenden gelblichbraunen Rande umsäumt, in dem sich die weiße Flüssigkeit, welche die fluoreszierende Substanz enthält, in größter Menge findet. Die Flüssigkeit wird in einem großen Tropfen vom Flügelrande bei leichtem Druck abgesondert. Hiervon machte ich Gebrauch, um eine Probe des reinen Materials zu sammeln. Wird die weiße Flüssigkeit der Luft ausgesetzt, so verdickt sie sich zu einer klebrigen Masse, die in Äther und Alkohol unlöslich, in frischem Zustande aber in Wasser löslich ist. Die fluoreszierende Substanz ist in diesen Flüssigkeiten löslich und wurde bei den späteren Versuchen mit Äther aus dem Insekt extrahiert. Diesem Extrakt wurde Wasser zugesetzt, die Eiweißstoffe wurden mit Bleiazetat ausgefällt, und die Lösung wurde dann durch Kochen konzentriert. Darauf wurde die Lösung mit oxalsaurem Kali neutralisiert, um einer Trübung während der photographischen Aufnahme des Fluoreszenzspektrums vorzubeugen. Die Aufnahme wurde mit demselben Apparate und mit denselben photographischen Platten gemacht, die für die Aufnahme des von der Feuerfliege ausgesandten Lichtes benutzt worden waren. Der Kadmiumfunke schien eine größere Fluoreszenz hervorzurufen als der Magnesium- oder der Aluminiumfunke und wurde als erregende Lichtquelle benutzt. Die Absorption scheint sehr groß zu sein, wie aus dem Umstande hervorgeht, daß die Fluoreszenz sich nur wenige Millimeter tief in die Lösung erstreckt. Das Fluoreszenzspektrum ist in der Figur wiedergegeben. Es zeichnet sich



durch seine Intensität und durch seine Ausdehnung aus. Das Spektrum zeigt keine Struktur und ist anscheinend von derselben Natur wie die gewöhnlichen Bandenspektren von Lösungen und festen Körpern.

Substanzen, die Fluoreszenz aufweisen, sind ziemlich häufig[1]), und die hier vorliegenden Daten sind für eine Diskussion zu spärlich. Die Isolierung des fluoreszierenden Bestandteiles ist ein chemisches Problem.

Es heißt, daß gewisse Licht aussendende Tiere einen phosphoreszierenden Bestandteil enthalten, aber mir ist keine Aufzeichnung über einen fluoreszierenden Bestandteil bekannt geworden. Wenngleich es vermutlich ohne Bedeutung ist, so scheint es doch recht merkwürdig, daß zufällig ein hochgradig fluoreszie-

1) Siehe Kaysers Handbuch der Spektroskopie, Bd. 4.

render flüssiger Körper in diesem leuchtenden Insekte vorhanden sein sollte, bei dem die beiden Spektren komplementär sind und das emittierte Licht von größerer Wellenlänge ist als das Fluoreszenzlicht. Der Bereich des Fluoreszenzspektrums erstreckt sich von 0,38 μ bis 0,51 μ ($\Delta\lambda =$ etwa 0,13 μ), während sich das emittierte Licht von 0,51 μ bis 0,67 μ ($\Delta\lambda =$ etwa 0,16 μ) erstreckt. Das Maximum des Fluoreszenzspektrums tritt bei etwa 0,41 μ auf. Die Platte hat ein Gebiet höchster Empfindlichkeit bei 0,43 μ, durch welches sich das zeitliche Maximum des Fluoreszenzspektrums nach der langwelligen Seite hin verschiebt. Das von Herrn H. E. Ives und mir photographierte Spektrum des von dieser Feuerfliege (Photimus pyralis) emittierten Lichtes ist zur Veranschaulichung der Symmetrie der beiden Spektren in der Figur gleichfalls wiedergegeben.

In Veröffentlichungen finden sich Insekten erwähnt, die ein rötliches oder bläuliches Licht aussenden. Es handelt sich dabei offenbar um visuelle Beobachtungen, die infolgedessen von der Intensität abhängig sind. Dem Auge erscheint das Licht, das die Feuerfliege als stetiges Glühlicht aussendet[1]), minder grünlich als das momentane Aufblitzen, das intensiver ist, aber photographisch von dem schwächeren Licht qualitativ nicht verschieden zu sein scheint. Es würde nun wenig ökonomisch sein, und ist daher nicht zu erwarten, daß diese Insekten ein Licht hervorbringen, das ein weites Spektralgebiet bedeckt, und andererseits alles bis auf den emittierten Teil (mag das emittierte Licht nun rot, grün oder blau sein, wie berichtet wird) absorbieren; es war daher von Interesse, diese Frage zu untersuchen. Durch das liebenswürdige Entgegenkommen des National-Museums wurde mir die Möglichkeit geboten, drei Spezies der Elateriden (Pyrophorus noctolucus usw.) aus Cuba und Honduras zu untersuchen, die ein gelbgrünes Licht aussenden. In allen Fällen erwies sich die äußere Haut dieser Insekten, die Chitinschicht, in den Gebieten, wo sie die leuchtenden Stellen bedeckt, als vollkommen durchsichtig, während die Deckschicht anderswo von tief rötlichbrauner Farbe war. Hieraus geht klar hervor, daß die Farbe des ausgesandten Lichtes nicht von Absorption beim Durchgang durch die Chitinschicht herrührt, und daß sie die Gesamtsumme des ganzen erzeugten Lichtes ist. Daß das rote Licht, das manche Tiere aussenden sollen, das Ergebnis einer Absorption sei, erscheint höchst unwahrscheinlich.

Washington, D.C., im September 1909.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 6. Oktober 1909.)

1) Bei der photographischen Aufnahme des emittierten Lichtes stellte es sich heraus, daß die Feuerfliege bei der Behandlung (Berührung der lichtliefernden Segmente mit einem Zahnstocher oder einem Stückchen Papier) die Herrschaft über die lichtspendende Funktion verliert und stundenlang, anscheinend ohne jeden Schaden für ihre Lebensfähigkeit, weiter glüht.

Über die Thermokräfte einiger Metalloxyde und -sulfide.

Von J. Weiß und J. Koenigsberger.

Da diese Substanzen nur in kurzen Stäben erhalten werden können, muß besonderer Wert auf genaue Temperaturbestimmung an den Lötstellen gelegt werden. Man darf nicht annehmen, daß die Lötstellen die Temperatur des schmelzenden Eises oder des Dampfes, in den sie tauchen, haben. Wir haben durch Aufkitten und dann durch Auflöten sehr kleiner Thermoelemente auf die Berührungsstellen Oxyd-Kupfer und außerdem durch Messungen an geschlossenen thermoelektrischen Kreisen eine exakte Temperaturmessung erreicht. Die Substanzen waren früher auf ihre chemische Beschaffenheit und ihr elektrisches Leitvermögen untersucht worden. Wir konnten daher an ihnen eine Vergleichung der aus der Elektronentheorie sich ergebenden Thermokräfte und der beobachteten vornehmen. Die Übereinstimmung ist teilweise gut; es soll hierüber andern Orts berichtet und die Literatur zusammengestellt werden. Wir haben kurz beigefügt, an welchen Substanzen die Thermokraft eine geringe und an welchen sie eine starke Abhängigkeit vom Material zeigt. Verwandt ist stets homogenes Material, dessen Leitvermögen den kleinsten Wert zeigt, welcher der betreffenden Verbindung eigentümlich ist. Ist letzteres nicht der Fall — auf etwa 20—30 Kristalle kommt kaum einer, an dem einige Quadratmillimeter keine Durchwachsungen zeigen —, so variiert die Thermokraft sehr. Hiervon und von der weniger genauen Temperaturbestimmung der Lötstellen an kurzen Stäben kommen die vielfach schwan-

Thermokraft pro Grad zwischen 20° und 80° in Volt im Mittel.

		Fundort	Abhängigkeit vom Material
Silicium	$-4{,}4 \cdot 10^{-4}$	künstlich, rein	fast gar keine
Magnetkies ∣ Achse	$-2{,}3 \cdot 10^{-5}$	Morrho Velho	sehr gering
Ilmenit ∥ Achse . .	$-1{,}27 \cdot 10^{-4}$	Ural	ziemlich stark
Pyrit	$+1{,}29 \cdot 10^{-4}$	Val Giuf	gering
Manganit c-Achse	$+1{,}9 \cdot 10^{-4}$	Ilefeld	?
Graphit	$+5{,}3 \cdot 10^{-6}$	Ceylon	sehr gering
Magnetit	$+5{,}5 \cdot 10^{-5}$	Moriah Mine	gering
Molybdänglanz ⊥ Achse	$+7{,}27 \cdot 10^{-4}$	Okanogan County	an homogenen Kristall. keine
Eisenglanz	$+4{,}73 \cdot 10^{-4}$	Ouro Preto	gering

kenden Werte der früheren Autoren für die Thermokräfte kristallisierter Metalloxyde und -sulfide.

Normalsubstanz war reines Kupfer. Positives Zeichen bedeutet, daß der Strom an der warmen Lötstelle vom Oxyd zum Kupfer fließt.

Wie man sieht, sind diese Thermokräfte zum Teil weit 10- bis 20mal größer als die von Metallen gegen Kupfer und von derselben Größenordnung, wie sie K. Baedeker für Kupfer- und Kadmiumverbindungen gefunden hat.

Die Änderung der Thermokraft mit der Temperatur wurde an Molybdänglanz gemessen.

Für Molybdänglanz war die Thermokraft pro 1^0 in Volt:

zwischen $68{,}7^0$ und $57{,}0^0 = 7{,}60 \cdot 10^{-4}$
$57{,}0^0$ „ $45{,}8^0 = 7{,}46 \cdot 10^{-4}$
$68{,}7^0$ „ $45{,}8^0 = 7{,}52 \cdot 10^{-4}$.

Sie scheint also mit steigender Temperatur zuzunehmen.

Freiburg i. B.

(Eingegangen 19. November 1909.)

Über die Kristallisation dünner Selenplatten.

Von W. S. Gripenberg.

Von den Methoden zur Überführung des amorphen Selens in die kristallinische, lichtempfindliche Modifikation ist bekanntlich die Methode von Smith (1873) die älteste und bewährteste. In der Tat dürfte bis jetzt kein Fall bekannt sein, wo dieselbe konstant ohne Erfolg bleibt.

Während der Bestrebungen, für meine Druckkontakt-Selenzelle [1]) möglichst dünne Selenplatten herzustellen, habe ich die Erfahrung gemacht, daß flüssiges Selen zwischen Glasplatten bis zu ca. 0,001 mm und darunter gepreßt, nach dem Erkalten nicht mehr nach der oben erwähnten und in diesem Falle einzig möglichen Methode kristallisieren läßt, selbst dann, wenn zur Zurücklegung des Temperaturintervalls $+18^0$ bis 170 1 Stunde verbraucht wurde, mit darauffolgendem Konstanthalten auf 190 bis 200^0. Zufügung eines Katalysators hat keinen merklichen Einfluß. Abtrennen der Glasplatten voneinander, bevor die Erwärmung erfolgt, hat zwar Kristallisation zur Folge, doch fließt das Selen bei der in 50^0 stattfindenden Erweichung in Tröpfchen zusammen, wodurch der Zweck der Arbeit natürlich verfehlt wird. Durch Sublimation hergestellte Schichten, bestehend aus voneinander isolierten Kügelchen von 0,00025 mm, und weniger, Durchmesser, kristallisieren dagegen normal. Dünne amorphe Selenplatten, welche einige Zeit in Chinolin eingetaucht waren, zeigen das Zusammenfließen in Tropfen nicht in so hohem Grade, doch scheint diese chemische Kristallisationsmethode [1]) in diesem Falle nicht recht geeignet zu sein.

1) E.T.Z. **21**, 495, 1909.

Ich erlaube mir hiermit, eine ausführliche Beschreibung der Herstellung der fraglichen Selenplatten zu geben, um das Studium des Problems zu erleichtern.

Ein Stück mikroskopisches Deckglas von etwa 0,15 mm Dicke und 4×4 mm², sowie ein Stück Spiegelglas von bzw. 2 mm und 8×8 mm² werden aufeinander gelegt; zeigen sie Newtonsche Farbenringe, so kann der Versuch mit ihnen gemacht werden. Durch Sublimation erhält die Deckglasplatte einen ziegelroten bis grauen Anflug von Selen, auf die Seite, welche beim Probieren der Spiegelglasplatte zugewandt war; sie wird wiederum in dieselbe Lage gebracht und beide Platten in eine Schraubenpresse gelegt. Unter Vermittelung eines Stückes Asbestpapiers, etwa 0,2 mm dick, und einer ebenen Metallplatte (wenigstens 1 mm dick) drückt die Schraube die Deckglasplatte gegen das Spiegelglas. Die Druckpresse muß so eingerichtet sein, daß sich gerade unter der Schraube eine etwa 2×2 mm² große Öffnung befindet, damit die Selenschicht sichtbar sei. Man ist des Erfolges sicher, wenn Interferenzfarben sich zwischen den Glasplatten zeigen, trotz der Anwesenheit des Selens. Nun wird mittels eines Mikrogasbrenners oder einer entsprechenden anderen, etwa 5 mm hohen Flamme erwärmt, und zwar so, daß die Deckglasplatte möglichst heiß wird, während die dicke Glasplatte nur wenig über den Schmelzpunkt des Selens erhitzt wird. Hierdurch wird nämlich erreicht, daß die Selenschicht sehr fest an der dünnen Platte (auch nach Kristallisation) haftet, während meistens glattes Lostrennen von der anderen Platte erfolgt. Dünne Selenplatten sind außerordentlich zerbrechlich und die Anwendung des erwähnten Kunstgriffes erleichtert die Handhabung desselben sehr.

Die Überwindung der Schwierigkeit, welche durch das Versagen in diesem Falle des allgemeinen Sensibilisierungsverfahrens entstanden ist, hat unmittelbare praktische Bedeutung. Alles deutet nämlich darauf hin, daß durch die Anwendung des Druckkontaktprinzips, welches ja seit einiger Zeit bei wissenschaftlichen Untersuchungen verwendet wird, die bisherige Unzuverlässigkeit der Selenzellen beseitigt werden kann.

1) Von G. A. Schrott entdeckt 1906.

Helsingfors, 6. Oktober 1909.

(Eingegangen 17. Oktober 1909.)



Die Einstellung der Grenzkonzentrationen an der Trennungsfläche zweier Lösungsmittel.

Von E. H. Riesenfeld und E. Zermelo.

Werden zwei Lösungsmittel, in denen beliebig viele Stoffe gelöst sind, miteinander in Berührung gebracht, so gleichen sich durch Diffusion die Konzentrationen allmählich derart aus, daß im Gleichgewichtszustande jede Molekülart ein konstantes Teilungsverhältnis zwischen den einzelnen Lösungsmitteln hat, unabhängig von der Gegenwart anderer Molekülgattungen und davon, ob die betrachtete Molekülgattung mit den andern sich chemisch umsetzt oder nicht[1]). Es ist ferner bekannt, daß an der Grenzfläche verschiedener Lösungsmittel das chemische Gleichgewicht in jedem Augenblick gewahrt bleibt, da im Vergleich zu der Langsamkeit, mit der sich Diffusionsvorgänge abspielen, sich das Gleichgewicht an der Grenzfläche mit sehr großer Geschwindigkeit einstellt[2]).

Unbeantwortet ist aber bis jetzt die Frage, wie groß die Konzentrationen sind, die sich an der Trennungsfläche einstellen, und in welcher Weise sie sich im Verlaufe des Diffusionsvorganges ändern. Diese Frage hat dadurch besondere Bedeutung gewonnen, daß die elektrischen und kapillaren Erscheinungen an Grenzflächen, zum Teil auch infolge ihrer chemischen und physiologischen Bedeutung, neuerdings mehrfach behandelt wurden.

Der Einfachheit halber sei im folgenden angenommen, daß die Lösungsmittel L_1 und L_2 nur den Stoff S gelöst haben, und daß, solange die Lösungen noch getrennt sind, die Konzentrationen von S in L_1 überall c_1 und in L_2 überall c_2 betragen. Zur Zeit $t=0$ werden L_1 und L_2 in einem horizontalen Diffusionszylinder von unendlicher Länge und dem Querschnitt 1 so aneinander geschichtet, daß sich bei $x=0$ die Grenzfläche befindet. Für alle Werte $x<0$ sei S in L_1 und für alle Werte $x>0$ in L_2 gelöst; seine Konzentration während des Diffusionsvorganges sei mit u bezeichnet (s. die Fig.).

L_1 L_2
$x=-\infty$ $x=0$ $x=+\infty$
$u=c_1$ $u=u_1$ $u=u_2$ $u=c_2$

Die unmittelbar an der Grenzfläche in L_1 und L_2 herrschenden Konzentrationen seien u_1 und u_2 genannt. Die Diffusionskoeffizienten von S mögen in L_1 und L_2 die Werte D_1 und D_2 haben, und k sei der „Teilungskoeffizient" von S in L_1 und L_2. Unter dem Teilungskoeffizienten wird das Verhältnis der Konzentrationen von S in L_1 und L_2 im Gleichgewichtszustande verstanden, das, wie oben angeführt, bei konstanter Temperatur von den Konzentrationen unabhängig ist.

Dann gelten für u die folgenden Bedingungen. Nach dem Fickschen Diffusionsgesetz ist:

$$\frac{\partial u}{\partial t}=D_1\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\quad (x<0), \tag{1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t}=D_2\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\quad (x>0). \tag{2}$$

Nach dem Nernstschen Verteilungssatz ist

$$u_1-ku_2=0\quad (x=0). \tag{3}$$

Da die an der Grenzfläche aus einem Lösungsmittel hinausdiffundierende Substanzmenge gleich der in das andere Lösungsmittel hineindiffundierenden sein muß, so ist ferner bei $x=0$

$$D_1\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_1-D_2\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_2=0. \tag{4}$$

Endlich ist nach dem oben Gesagten

$$u=c_1 \text{ für } \begin{cases} x<0 \\ t=0 \end{cases} \text{ und für } \begin{cases} x=-\infty \\ t>0 \end{cases}, \tag{5}$$

$$u=c_2 \text{ für } \begin{cases} x>0 \\ t=0 \end{cases} \text{ und für } \begin{cases} x=+\infty \\ t>0 \end{cases}, \tag{6}$$

$$u \text{ und } \frac{\partial u}{\partial x} \text{ stetig an jeder Stelle } x\gtrless 0. \tag{7}$$

Macht man zunächst die Voraussetzung, daß bei $x=0$ von der Zeit unabhängig $u=u_1$ ist, so erhält man für (1) und (5) die Lösung[1])

$$u=u_1+(c_1-u_1)\,\Theta(\xi_1),$$

worin

$$\xi_1=\frac{-x}{2\sqrt{D_1 t}}$$

ist. Hier bedeutet

$$\Theta(\xi)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\xi} e^{-\beta^2}\,d\beta,$$

$$\Theta'(\xi)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\,e^{-\xi^2}.$$

Für $x=0$ wird somit

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_1=\frac{u_1-c_1}{\sqrt{\pi D_1 t}}. \tag{8}$$

Ganz analog erhält man unter der Voraussetzung, daß bei $x=0$ von der Zeit unabhängig $u=u_2$ ist, für (2) und (6) die Lösung

$$u=u_2+(c_2-u_2)\,\Theta(\xi_2),$$

wobei

$$\xi_2=\frac{x}{2\sqrt{D_2 t}}$$

1) Nernst, Zeitschr. f. phys. Chem. **8**, 110, 1891.
2) Nernst, Zeitschr. f. phys. Chem. **22**, 541, 1897; Noyes und Whithney, Zeitschr. f. phys. Chem. **23**, 689, 1897.

1) Riemann-Weber, Die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik, Bd. II, § 37.

ist. Für $x=0$ wird dann

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_2 = \frac{c_2 - u_2}{\sqrt{\pi D_2 t}}. \tag{9}$$

Setzt man diese Werte in (4) ein, so folgt

$$\sqrt{D_1}(u_1 - c_1) - \sqrt{D_2}(c_2 - u_2) = 0$$

oder

$$u_1 \sqrt{D_1} + u_2 \sqrt{D_2} = c_1 \sqrt{D_1} + c_2 \sqrt{D_2}$$

und hieraus unter Berücksichtigung von (3)

$$u_1 = \frac{k\left(c_1 + c_2\sqrt{\frac{D_2}{D_1}}\right)}{k + \sqrt{\frac{D_2}{D_1}}}, \tag{10}$$

$$u_2 = \frac{c_1 + c_2\sqrt{\frac{D_2}{D_1}}}{k + \sqrt{\frac{D_2}{D_1}}}; \tag{11}$$

Die so gefundenen Gleichungen (10) und (11) stellen eine Lösung der oben aufgestellten 7 Bedingungsgleichungen dar. Um zu beweisen, daß die bei ihrer Ableitung gemachte Voraussetzung berechtigt ist, daß nämlich die Grenzkonzentrationen für alle Zeiten konstant sind, ist noch zu zeigen, daß diese 7 Bedingungen den ganzen Vorgang für $t>0$ eindeutig bestimmen.

Wären $u=u'$ und $u=u''$ zwei Lösungen derselben Gleichungen, so müßte die Differenz $v=u'-u''$, welche bei $x=0$ die Werte v_1 und v_2 annehmen möge, folgenden Bedingungen genügen:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = D_1 \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \quad (x<0), \tag{1'}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = D_2 \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \quad (x>0), \tag{2'}$$

$$v_1 - k v_2 = 0 \tag{3'}$$

$$D_1\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_1 - D_2\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_2 = 0 \tag{4'}$$

$(x=0, \; t>0)$ für (3)′ und (4)′,

$$v=0 \text{ für } \begin{cases} t=0 \\ x<0 \end{cases} \text{ und für } \begin{cases} t>0 \\ x=-\infty \end{cases}, \tag{5'}$$

$$v=0 \text{ für } \begin{cases} t=0 \\ x>0 \end{cases} \text{ und für } \begin{cases} t>0 \\ x=+\infty \end{cases}, \tag{6'}$$

$$v \text{ und } \frac{\partial v}{\partial x} \text{ stetig für alle } x \gtrless 0, \tag{7'}$$

und es ist zu zeigen, daß dann immer $v=0$ sein muß.

Zu diesem Zwecke betrachten wir die Funktion

$$V = V(t) = \int_{-\infty}^{0} v^2 dx + k\int_{0}^{\infty} v^2 dx$$

und finden durch Differentiation und Benutzung von (1)′ und (2)′

$$\frac{1}{2}\frac{dV}{dt} = \int_{-\infty}^{0} v \frac{\partial v}{\partial t} dx + k\int_{0}^{\infty} v \frac{\partial v}{\partial t} dx,$$

$$\frac{1}{2}\frac{dV}{dt} = D_1\int_{-\infty}^{0} v \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} dx + k D_2\int_{0}^{\infty} v \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} dx,$$

und weiter durch partielle Integration

$$\frac{1}{2}\frac{dV}{dt} = \left[D_1 v \frac{\partial v}{\partial x}\right]_{-\infty}^{-0} - D_1\int_{-\infty}^{0}\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 dx + \left[k D_2 v \frac{\partial v}{\partial x}\right]_{+0}^{\infty} - k D_2\int_{0}^{\infty}\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 dx$$

oder, da wegen (5)′ und (6)′ $\frac{\partial v}{\partial x}$ im Unendlichen verschwindet und bei $x=\mp 0$ wegen (3)′ und (4)′ die Grenzglieder sich aufheben,

$$\frac{1}{2}\frac{dV}{dt} = -D_1\int_{-\infty}^{0}\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 dx - k D_2\int_{0}^{\infty}\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 dx \leqq 0.$$

Durch Integration folgt also für ein beliebiges positives t

$$V(t) - V(0) = \int_{0}^{t} \frac{dV}{dt} dt \leqq 0$$

oder, da nach (5)′ und (6)′ bei $t=0$ mit v auch V verschwindet,

$$V(t) \leqq 0,$$

während doch V seiner Definition nach wesentlich positiv sein muß. Somit folgt $V=0$ und hieraus weiter $v=0$ für beliebige Werte von $t>0$ und x.

Dieser Eindeutigkeitsbeweis läßt sich ohne weiteres auf den Fall eines endlichen Diffusionszylinders übertragen, an dessen Grenzen $x=-l_1$ und $x=+l_2$ die Bedingung $\frac{\partial u}{\partial x}=0$ für jede Lösung erfüllt sein muß. Dann ergibt sich ebenso für die Differenz v zweier Lösungen

$$V = \int_{-l_1}^{0} v^2 dx + k\int_{0}^{l_2} v^2 dx = 0$$

und hieraus $v=0$.

Bisher wurde stets angenommen, daß nur ein Stoff in beiden Lösungsmitteln gelöst ist. Sind mehrere Stoffe gelöst, so läßt sich für jeden einzelnen das gleiche ausführen, da sowohl die Verteilung eines Stoffes zwischen zwei Lösungsmitteln wie seine Diffusion von der Gegenwart anderer Molekülgattungen in verdünnten Lösungen unabhängig ist.

Es ist also hierdurch der allgemeine Satz gefunden: Schichtet man zwei Lösungsmittel übereinander, in denen beliebig viele

Stoffe gelöst sind, so stellt sich an der Trennungsfläche sofort für jeden der Stoffe eine Konzentration u_1 bzw. u_2 ein, die durch die Anfangskonzentrationen in beiden Lösungsmitteln c_1 und c_2 und die Teilungs- und Diffusionskoeffizienten k, D_1 und D_2 bestimmt ist. Sie beträgt:

$$u_1 = \frac{k\left(c_1 + c_2\sqrt{\frac{D_2}{D_1}}\right)}{k + \sqrt{\frac{D_2}{D_1}}}, \quad u_2 = \frac{c_1 + c_2\sqrt{\frac{D_2}{D_1}}}{k + \sqrt{\frac{D_2}{D_1}}}.$$

Diese Konzentrationen bleiben auch während des Diffusionsverlaufes konstant, vorausgesetzt, daß die Diffusionszylinder genügend groß gemacht werden können, so daß keine Spiegelung an ihren Enden eintritt, was bei der Langsamkeit der Diffusionsvorgänge praktisch leicht zu erreichen ist.

Für das erste Stadium des Diffusionsvorganges kann man also stets die Konzentrationen an der Trennungsfläche als konstant ansehen und nach obigem leicht berechnen. Nach längerer Zeit aber müssen sich, wenn die Diffusionszylinder die begrenzten Längen l_1 und l_2 haben, die Konzentrationen allmählich ausgleichen, dann tritt also im allgemeinen eine Änderung der Grenzkonzentrationen ein. Der nach unendlich langer Zeit erreichte Wert ist auf folgende Weise leicht zu berechnen:

Die Summe der vor dem Zusammenbringen und nach dem völligen Ausgleich der Konzentrationen in beiden Lösungen vorhandenen Salzmengen muß gleich sein. Nennt man die an allen Orten zur Zeit $t = \infty$ in L_1 herrschende Konzentration u_1 und die in L_2 herrschende Konzentration u_2, so ist also:

$$c_1 l_1 + c_2 l_2 = u_1 l_1 + u_2 l_2. \tag{12}$$

Setzt man in dieser Gleichung nach dem Verteilungssatz einmal

$$u_1 = k u_2$$

und ein andermal

$$u_2 = \frac{u_1}{k}$$

ein, so folgt

$$u_1 = \frac{k\left(c_1 + c_2\frac{l_2}{l_1}\right)}{k + \frac{l_2}{l_1}} \tag{13}$$

$$u_2 = \frac{c_1 + c_2\frac{l_2}{l_1}}{k + \frac{l_2}{l_1}}. \tag{14}$$

Der Vergleich dieser beiden Formeln mit (10) und (11) zeigt, daß, wenn sich die Längen der Diffusionszylinder wie die Quadratwurzeln aus den Diffusionskoeffizienten verhalten, dann die während des ersten Teils der Diffusion und nach dem völligen Konzentrationsausgleich an den Trennungsflächen herrschenden Konzentrationen gleich sind.

Nun läßt sich aber zeigen, daß in dem hier betrachteten Falle

$$\frac{l_1}{l_2} = \frac{\sqrt{D_1}}{\sqrt{D_2}} \tag{15}$$

die Konzentrationen u_1 und u_2 während des ganzen Diffusionsvorganges konstant bleiben.

Bezeichnet man nämlich mit

$$\omega = F(\xi, \tau)$$

die (existierende und eindeutig bestimmte) Lösung der Differentialgleichung

$$\frac{\partial \omega}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \omega}{\partial \xi^2}$$

mit den Grenzbedingungen

$$\omega = 0 \text{ für } \tau = 0,$$
$$\omega = 1 \text{ für } \xi = 0, \quad \tau > 0,$$
$$\frac{\partial \omega}{\partial \xi} = 0 \text{ für } \xi = 1, \quad \tau > 0,$$

so genügt für konstante u_1 und u_2 ersichtlich der Ansatz

$$u = c_1 + (u_1 - c_1)\, F\left(\frac{-x}{l_1}, \frac{D_1}{l_1^2} t\right)$$
$$(-l_1 \leqq x \leqq 0),$$
$$u = c_2 + (u_2 - c_2)\, F\left(\frac{x}{l_2}, \frac{D_2}{l_2^2} t\right)$$
$$(0 \leqq x \leqq l_2),$$

den Differentialgleichungen (1) und (2) sowie den modifizierten Grenzbedingungen

$$u = c_1 \text{ für } x < 0, \quad t = 0, \tag{5a}$$
$$u = c_2 \text{ für } x > 0, \quad t = 0 \tag{6a}$$

und

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \text{ für } t > 0, \; x = -l_1 \text{ sowie für } t > 0, \; x = l_2. \tag{5, 6''}$$

Um nun auch die Bedingung (4) bei $x = 0$ zu erfüllen, haben wir

$$D_1 \frac{u_1 - c_1}{l_1} F_\xi\left(0, \frac{D_1}{l_1^2} t\right) + D_2 \frac{u_2 - c_2}{l_2} F_\xi\left(0, \frac{D_2}{l_2^2} t\right) = 0,$$

wo F_ξ die partielle Ableitung von F nach dem ersten Argumente bedeutet. Ist die Bedingung (15) erfüllt, so reduziert sich diese Gleichung auf

$$l_1 u_1 + l_2 u_2 = l_1 c_1 + l_2 c_2 \tag{12}$$

und liefert mit (3) zusammen für u_1 und u_2 die in (13) und (14) gegebenen Ausdrücke. Aus der Eindeutigkeit der Lösung unter den gewählten Bedingungen[1]) folgt demnach streng die Konstanz von u_1 und u_2.

1) Vgl. oben.

Wenn sich also die Längen der Diffusionszylinder wie die Quadratwurzeln aus den Diffusionskoeffizienten verhalten, so bleiben während des ganzen Verlaufs des Diffusionsvorganges die Konzentrationen an der Grenzfläche konstant.

Eine praktische Anwendung der hier abgeleiteten Formeln wird von dem einen von uns in einer demnächst erscheinenden Arbeit über die elektromotorischen Kräfte an Trennungsflächen gemacht werden.

Freiburg und Göttingen, im September 1909.

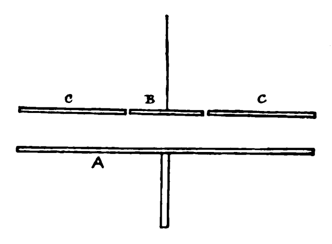
(Eingegangen 12. Oktober 1909.)

Ein quantitativer Demonstrationsversuch über Gasreibung.

Von G. E. Allan.

Im Augustheft der Annalen der Physik berichtet Herr Gy. Zemplén[1]) über eine ausgezeichnete Reihe von Bestimmungen der inneren Reibung der Luft nach der Ablenkungsmethode. Herr Zemplén betont auch die Vorteile dieser Versuchsmethode gegenüber den Schwingungsmethoden für genaue Bestimmungen der inneren Reibung von Gasen. Der wesentliche Bestandteil des benutzten Apparates besteht aus zwei konzentrischen Kugeln; die äußere Kugel läßt man mit geringer gleichförmiger Geschwindigkeit um eine vertikale Achse rotieren; dadurch wird die innere Kugel, die an einem Drahte aufgehängt ist, unter der Wirkung der inneren Reibung der Luftschicht zwischen den beiden Kugeln aus ihrer Ruhelage herausgedreht. Herr Zemplén verwendet die Kugelform, weil bei dieser die Randwirkungen fast ganz fehlen, und bemerkt bei der Erwähnung der Vorzüge der Ablenkungsmethode, daß sie zu quantitativen Demonstrationsversuchen in der Vorlesung benutzt werden kann, „was deshalb betont werden soll, da bisher keine quantitativen Demonstrationsversuche über Gasreibung bekannt sind." Die Verwendbarkeit dieser Versuchsmethode für Vorlesungszwecke ist indessen schon vor mehreren Jahren von J. H. Poynting erkannt worden, und ich will hier die bislang noch nicht veröffentlichte Methode beschreiben, die er im Jahre 1901 zur Bestimmung des Viskositätskoeffizienten der Luft in der von ihm geleiteten Klasse für vorgeschrittenere Physiker (Class of Senior Physics) an der Universität Birmingham benutzt hat.

Statt konzentrischer Kugeln gelangten kreisförmige Scheiben zur Verwendung: Eine große Messingscheibe A (siehe die Figur) rotierte, von



einem Elektromotor angetrieben, unterhalb einer kleineren Scheibe B; diese letztere war von einem Schutzring C umgeben, der die Randwirkung neutralisieren sollte. Der Apparat hatte also eine auffallende Ähnlichkeit mit einem absoluten Elektrometer. Er wurde durch eine Glasglocke gegen Luftströmungen geschützt, und die Scheibe B trug einen kleinen Spiegel, der im Verein mit einer Lampe und einer Skala zur Messung der Ablenkung der Scheibe diente. Wenn der Apparat ausreichend gegen Luftströmungen geschützt war, so konnte die Stellung des Lichtfleckes bis auf $^1/_2$ mm genau abgelesen werden.

Zunächst wurde durch einen Vorversuch das Trägheitsmoment K der Scheibe B aus seiner Schwingungsperiode bestimmt, und zwar (a) mit und (b) ohne einen aufgelegten gut abgedrehten Messingring von rechteckigem Querschnitt.

Setzt man nun:

a = Halbmesser der Scheibe B,
ω = Winkelgeschwindigkeit der Scheibe A,
d = Abstand zwischen A und B,
η = Viskositätskoeffizient der Luft,

so ist die Reibungskraft an einem ringförmigen Flächenelement auf B vom Halbmesser r:

$$\eta \cdot \frac{\omega r}{d} 2 \cdot \pi r d.$$

Durch Multiplikation mit r und Integration über die Scheibe erhalten wir die Summe der Momente der an B wirkenden Reibungskräftepaare als

$$\frac{\pi a^4 \omega}{2d} \cdot \eta.$$

Ist μ das Kräftepaar, das durch die Ablenkung der Scheibe um den Winkel 1 wachgerufen wird, und Θ der Ablenkungswinkel infolge des Reibungskräftepaares, so ist:

$$\mu \Theta = \frac{\pi a^4 \omega}{2d} \cdot \eta.$$

Ist aber T die Zeit einer einzelnen Schwingung von B, so haben wir ferner:

$$\mu = \frac{\pi^2 K}{T^2};$$

folglich ist:

$$\eta = \frac{2\pi J \Theta d}{\omega a^4 T}.$$

1) Gyözö Zemplén, Untersuchungen über die innere Reibung der Gase. Ann. d. Phys. (4) 29, 869—908, 1909.



Unter Benutzung dieses Ausdruckes kann man in der Vorlesung Werte für den Reibungskoeffizienten der Luft erhalten, die zuweilen auffallend genau und in jedem Falle stets von der richtigen Größenordnung, also für Demonstrationszwecke genau genug, sind. Überdies ist der Apparat einfacher in der Form und folglich leichter erhältlich als die von Herrn Zemplén verwendeten Kugeln.

Physik. Institut der Universität Glasgow.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 13. Oktober 1909.)

Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität.

Von Heinrich Wehner.

Aufmerksame Forscher glaubten schon vor längerer Zeit dem Auftreten seismovulkanischer oder auch allgemein seismischer Katastrophen eine gewisse Tendenz der Westwanderung angemerkt zu haben. Genaueres war über so ein Phänomen einesteils bisher nicht ermittelt worden, weil es bei oberflächlicher Betrachtung durchaus den Anschein hat, als träten die gewaltsamen Äußerungen der innerirdischen Kräfte nur ganz sprunghaft, bald hier, bald dort ohne Wahl, an den reichlich genug ausgestreuten Stellen der Erdrinde, welche leicht der Erregung fähig sind, in die Erscheinung; und Genaueres konnte darüber anderenteils auch gar nicht ermittelt werden, weil es an der einzigen Voraussetzung, mittelst der man das Phänomen systematisch darzustellen in der Lage gewesen wäre und die den Schlüssel zur Lösung bildet, mangelte. Nur mit Hilfe der Unterstellung, daß auch dem Erdkern eine gewisse große Anzahl von Kraftäußerungsstellen eingeboren sind und daß diese in ihrer Gesamtheit unter der Rinde hin westwärts wandern, gelangt man zu einer Aufklärung. Mit dieser in sich sehr einfachen Annahme, über die am Schlusse noch einige Worte folgen, wird man finden, daß die scheinbare Sprunghaftigkeit auf Täuschung beruht, und ich kann mit großer Bestimmtheit versichern und einmal mehr, einmal minder deutlich beweisen, daß man bei näherem Eingehen auf die zugehörigen Umstände für das Herannahen von Katastrophengefahr eine allgemeine, fundamentale Regel herauszuschälen vermag. Wie wichtig es sein muß, über die sich hiermit auftuenden Fragen größere Klarheit zu bekommen, das kann niemandem verborgen bleiben. Es darf daher vorausgesetzt werden, daß eine diese Dinge speziell behandelnde Studie allgemeinstem Interesse begegne. Wider mein Erwarten war eine größere von mir herrührende Bearbeitung des Gegenstandes von einer Reihe Geophysiker mit beträchtlicher Skepsis entgegengenommen worden und fand daher bis jetzt noch nicht den Weg zur Veröffentlichung. Zum nicht geringen oder wohl zum hauptsächlichsten Teile mag dieser anders vorausgesetzte Erfolg dadurch hervorgerufen sein, daß eine Nachprüfung des umfangreichen zur Arbeit verwendeten Katalogmaterials nur unter der Darangabe von recht viel Mühe und Zeit möglich ist. Um nun allen Einwänden den Boden zu entziehen, die aus dem bezeichneten Mangel hergeleitet werden könnten, biete ich in der folgenden kurzen Sonderdarstellung den Kernpunkt meiner Behauptung in Form der Bearbeitung der Materialien eines einzigen Erdbebenkataloges dar; es findet sich damit jeder, dem es mit der Klärung der angeschnittenen Frage ernst ist, in der Lage, die Sache ohne weiteren Aufwand von Zeit und Mühe selbst genauestens zu prüfen.

Zu solchen Katalogen, die recht vollzählig alle destruktiven Beben und Vulkanausbrüche einer mit nicht zu weiten Grenzen umschriebenen Gegend der Erde aufführen, gehören der von Biot[1]) für China und die erstens von Milne[2]), zweitens von Sekiya und Omori[3]) für Japan zusammengestellten. Doch der Biotsche Katalog, der nur bis 1834 herabreicht, leidet namentlich für die jüngeren Jahre an Ungleichmäßigkeiten der Registrierung, die Güte der älteren Daten wiederum könnte angezweifelt werden. Die für Japan geltenden obengenannten Kataloge verzeichnen auch die geringsten Störungen dieses in stetiger Bewegung befindlichen Landes und man müßte, um die Listen für den vorliegenden Zweck brauchbar zu machen, eine Auslese der eindrucksvolleren Katastrophen veranstalten, was den Vorwurf der Willkür nach sich ziehen könnte. Daher verwende ich bei dieser Darstellung ausschließlich den Katalog von Rudolph[4]) über submarine Beben, der leicht zugänglich und in dem mit großer Sorgfalt alles Erreichbare gesammelt ist, dem man auch bezüglich der Güte der aufgeführten Daten keine zu rechtfertigenden Bedenken entgegensetzen kann.

Ich schreite nun sofort zur Kennzeichnung der erforderlichen Voraussetzung und zur Beweisführung, wobei ich sogleich nicht unbemerkt lassen will, daß das, was hier nachgewiesen werden soll, als eine ganz allgemein über die ganze Erde verbreitete Erscheinung verfolgt werden kann, nur daß die Umrisse bei

1) Ann. Chim. Phys. 3, 2, 1841.
2) Trans. Seism. Soc. of Japan 1880—81. Tokio.
3) Journ. Coll. Science Imp. Univ. Tokyo. 1898—99.
4) Beiträge zur Geophysik (herausgegeben von Gerland). Band 1 (1887) und Band 2 (1895).



der Verwendung ausgiebigerer Daten immer noch an Deutlichkeit gewinnen.

Man stelle sich vor, die Anregung zur Aktivität sowohl der einzelnen seismischen habituellen Stoßgebiete wie der vulkanischen Tätigkeit der mit Auswurfstellen besetzten Landschaften schreite von Osten nach Westen in stets beibehaltener geographischer Breite, doch im Längenwechsel so fort, daß die Westwanderung pro Jahr 22′ 41,345″ beträgt. Dieser Wert entspricht genau der Länge der erdmagnetischen Doppelperiode, wonach alle säkularen Variationen immer nach dem Verlaufe von 952 Jahren eine volle Amplitude vollführt haben. Die Periodenlänge ist sonach gerade noch einmal so groß, wie die von vielen Erdmagnetikern angenommene Länge der auch von mir beibehaltenen Pseudoperiode von 476 Jahren. Ich habe den genannten Wert der Doppelperiode all meinen seit Jahren durchgeführten und auch weiteren Kreisen bekannten erdmagnetischen Arbeiten unterlegen müssen[1]).

Für einen Einzelfall besagt die Behauptung der Westwanderung im einfachsten Beispiele: Wenn irgendwo, sage man 38° N, 28° 40′ E Gr., also im Marmarameere, im Jahre 1855 unter der Dokumentation von besonderer Energie ein Erdbeben auftrat, dann muß dieses Vorkommens halber eine nach W zu auf gleicher Breite befindliche, gleicherweise leicht erschütterbare Gegend nach Ablauf des obengenannten Wanderungsmaßes ebenfalls ein stärkeres Beben erleiden. Eine solche Gegend ist der Golf von Neapel; er liegt um 14½° mehr westlich, und man hätte dort nach Ablauf der entsprechenden Zeit von 38 Jahren, also im Jahre 1893, die damals dort tatsächlich vorgekommene seismische Bewegung im vorhinein erwarten können, weil man die ebenso tatsächlich 1855 bei Konstantinopel erlebte schon kennen gelernt hatte. — In einem anderen Beispiele: Auf ein 1880 in Smyrna verspürtes stärkeres Beben mußten mit mehr oder minder großer Heftigkeit, ferner mit mehr oder minder erheblichen Verwüstungen und Verlusten, je nach Lage, Art, Kultur der dabei zertrümmerten Rindenschollen, weitere Erschütterungen folgen westwärts in den auf gleicher Breite liegenden, seismisch oder vulkanisch leicht affizierbaren Gegenden: der Abwanderungszeit nach 1881 auf Chios, 1886 in der Gegend von Athen, 1888 in der von Korinth, 1893 bei Zante, zwischen 1893 und 1905 im Ionischen Meer, 1908 an der Straße von Messina; ferner werden an Erschütterungen noch folgen müssen 1914 solche in Palermo, 1952 bei Alicante, 1972 an der portugiesischen Küste. Auch in dieser einesteils nach Tatsachen zusammengestellten, andernteils extrapolierten Reihe sind die großen durch Erdbeben hervorgerufenen Verwüstungen von Smyrna 1880, von Zante 1893 und von Messina 1908 von starkem Eindruck gewesen. Selbstverständlich muß, wenn das Phänomen zutrifft, die Möglichkeit der Voraussage gesteigerter Gefahr eine wichtige Konsequenz sein[1]). — Es wäre leicht möglich, ähnliche, ja weit vollkommenere Reihen hier noch zu Hunderten aufzuführen; jedoch die Katalogmaterialien findet man, wie schon erwähnt ist, nicht in einer einzigen oder in einigen wenigen Publikationen vereinigt beisammen und deshalb ist für den skeptischen Leser die Beweisführung nicht unmittelbar von zwingender Art, weil nicht ersichtlich bleibt, ob nicht anderweite Ereignisse, welche nicht in das System passen, zu Unrecht ignoriert sind und ob damit das Recht, allgemein auf die vorgebrachte Regel zu schließen, nicht erheblich beeinträchtigt ist. Aus diesem Grunde beschränke ich mich in der vorliegenden erstmaligen Darstellung, wenn ich mir auch die Beweisführung dadurch erheblich erschwere, auf die ausschließliche Benutzung des aus der Feder eines in Deutschland lebenden Seismologen stammenden modernen Rudolphschen Katalogs und wähle zur Wiedergabe an diesem Platze aus dem ganzen Material jenes aus, welches den tropischen Teil des Atlantischen Ozeans mit den darin gelegenen beiden Gruppen submariner Vulkane des St. Paulsfelsens angeht. Die Lage beider Hauptgruppen, getrennt voneinander und dennoch auf fast gleicher Breite, ferner die verhältnismäßig große Anzahl von Einzelbeobachtungen, 85, macht diese Meerespartie zur Untersuchung besonders geeignet. Doch auch andere Kapitel des Kataloges, wo sie nur reichhaltig genug sind, bringen gute positive Ergebnisse, so zum Beispiel das westindische Tief und das amerikanische Mittelmeer[2]).

Ich lasse hier zunächst eine Tabelle folgen, welche sämtliche von Rudolph gebrachten und für den tropischen Teil des Atlantik geltenden Notierungen aufführt. Jeder Nummer ist das Datum der Beobachtung und der Schiffs-

1) Die geophysikalische Grundlage findet sich dargestellt in meinem kleinen Buche „Das Innere der Erde und der Planeten", besonders S. 48 ff. Freiberg i. S., Craz & Gerlach, 1908.

1) Die im engeren Kreise auf Grund der vorliegenden Studie angegebenen Voraussagen haben zum Teil schon ihre Bestätigung gefunden, so u. a. durch die Ereignisse bei Lambesc, in Spanien, in Portugal. Und um einem etwa nach einer derartigen weiteren Voraussage gerichteten Blicke nicht aus dem Wege zu gehen, darf jetzt schon darauf aufmerksam gemacht werden, daß, um nur einiges aus Südeuropa zu nennen, u. a gesteigerte Erdbebengefahr gegenwärtig besteht für die Gegenden des Vivarais (St. Etienne) und des Hérault in Frankreich, für Mazedonien mit Chalkidike, die Terra d'Otranto mit Lecce und Tarent, für Cypern, für Dschidschelli mit dem südwärts davon gelegenen Landstrich in Algier.

2) Mit verhältnismäßig geringer Mühe kann jeder, indem er sich des Katalogs bedient, diese Untersuchungen fortführen und unter Benutzung anderer Verzeichnisse ergänzen.

Nr.	Datum	Breite	Länge w. Gr.	1910 w. Gr.	Nr.	Datum	Breite	Länge w. Gr.	1910 w. Gr.	Nr.	Datum	Breite	Länge w. Gr.	1910 w. Gr.
1	1845 7./IV.	1° N	27° 17′	51° 56′	30	1836 28./I.	0° 40′ S	20° 10′	48° 18′	58	1861 26./III.	0° 15′ N	21° 56′	40° 32′
2	1853 11./XII.	0° 54′	26° 50′	48° 12′	31	1836 28./I.	1° 35′	20° 45′	48° 53′	59	1861 26./III.	0° 44′	21° 19′	39° 55′
3	1855 15./IX.	1° 30′	25° 30′	46° 8′	32	1842 5./II.	0° 57′	20° 47′	46° 37′	60	1861 26./III.	1° 4′ S	21° 52′	40° 28′
4	1855 x/IX.	0° 45′	26° 30′	47° 8′	33	1842 5./II.	0° 30′	21° 55′	47° 45′	61	1861 x./III.	0° 23′	20° 51′	39° 27′
5	1858 21./X.	3° S	30° —	49° 32′	34	1842 5./II.	0° 26′	19° 58′	45° 48′	62	1869 3./VII.	0° 11′ N	20° 50′	36° 19′
6	1859 25./I.	0° 6′ N	30° 28′	49° 55′	35	1842 3./VII.	1° 7′	21° 21′	47° 2′	63	1869 6./IX.	1° 18′ S	19° 48′	35° 13′
7	1859 25./I.	0° 48′	29° 16′	48° 43′	36	1852 17./VII.	3° 30′	24° 30′	46° 27′	64	1872 24./I.	1° — N	22° 8′	36° 39′
8	1859 19./X.	0° 40′	29° 20′	48° 30′	37	1852 13./X.	0° 36′	19° —′	40° 48′	65	1875 19./VI.	3° 20′ S	20° 25′	33° 39′
9	1859 30./XII.	0° 35′	28° 10′	47° 16′	38	1855 x./II.	0° 40′ N	19° 30′	40° 25′	66	1878 11./X.	0° 10′	17° 24′	39° 23′
10	1859 29./XII.	0° 59′	28° 4′	47° 10′	39	1855 x./III.	0° 17′ S	18° 13′	39° 6′	67	1874 2./XII.	2° 34′ N	31° 11′	34° 36′
11	1860 5./VIII.	1° 11′	28° 40′	47° 31′	40	1855 x./III.	0° 25′	20° 9′	41° 2′	68	1876 24./IV.	0° 39′ S	27° 10′	40° 4′
12	1869 10./IX.	1° 9′	27° 35′	43° 0′	41	1855 11./III.	2° — N	21° 30′	42° 23′	69	1877 9./V.	0° 52′ N	28° 18′	40° 48′
13	1873 2./VI.	0° 46′	29° 6′	43° 28′	42	1855 11./III.	2° 6′	21° 33′	42° 26′	70	1878 2./III.	1° 15′ S	25° 30′	37° 42′
14	1877 8./V.	0° 48′	28° 38′	41° 8′	43	1855 11./III.	3° —	17° —′	37° 53′	71	1883 20./V.	0° 37′ N	25° 58′	36° 13′
15	1878 15./I.	1° 14′	28° 12′	40° 29′	44	1855 11./III.	0° 57′ S	18° 20′	39° 13′	72	1883 5./XII.	0° 9′ S	27° 32′	37° 33′
16	1879 1./XI.	1° 3′	27° 50′	39° 24′	45	1855 11./III.	3° 42′ N	17° —′	37° 53′	73	1886 19./IV.	1° 27′ N	26° 30′	35° 39′
17	1881 30./X.	1° 7′	26° 14′	37° 4′	46	1855 12./III.	0° 25′ S	18° —′	38° 53′	74	1886 1./VII.	0° —	26° 55′	35° 58′
18	1881 24./XI.	0° 53′ S	27° 1′	37° 49′	47	1855 6./IV.	0° 56′	22° 29′	43° 21′	75	1886 16./XI.	0° 50′ N	29° 54′	38° 49′
19	1881 25./XI.	0° 9′	26° 34′	37° 22′	48	1856 x/III.	0° 51′	19° 26′	39° 57′	76	1888 14./VI.	0° 57′	28° 57′	37° 16′
20	1883 28./I.	1° 38′ N	27° 40′	38° 2′	49	1856 30./XII.	0° 10′	19° 15′	39° 35′	77	1890 28./XI.	3° —	27° —′	34° 28′
21	1883 24./X.	0° 27′	27° 58′	38° 3′	50	1856 x./x.	0° —	20° —′	40° 25′	78	1891 7./I.	2° 24′	24° 18′	31° 31′
22	1884 2./I.	0° 57′	29° 26′	39° 25′	51	1858 14./III.	1° 18′	24° 14′	44° 0′	79	1891 16./XII.	3° 54′	32° 34′	39° 34′
23	1886 1./VII.	0° 55′	29° 34′	38° 37′	52	1858 10./VII.	0° 51′	23° 24′	43° 2′	80	1892 24./II.	3° 48′	32° 30′	39° 26′
24	1747 17./X.	1° 35′ S	17° 50′	79° 21′	53	1859 13./III.	0° —	19° —′	38° 23′	81	1893 26./VI.	0° 30′	25° 48′	32° 14′
25	1754 5./II.	0° 20′	20° 50′	79° 57′	54	1860 x./XII.	3° — N	22° —′	40° 43′	82	1855 11./III.	0° 54′ S	18° 11′	39° 4′
26	1758 13./IV.	0° 20′	21° —	78° 33′	55	1861 20./II.	0° 31′ S	18° 7′	36° 47′	83	1855 12./III.	0° 59′	18° 10′	39° 3′
27	1831 12./IV.	0° 22′	21° 7′	51° 3′	56	1861 20./III.	0° 27′ N	20° 30′	39° 6′	84	1889 13./VIII.	0° 48′	20° 54′	28° 47′
28	1832 x/XI.	0° 22′	18° 55′	48° 15′	57	1861 20./III.	0° 20′	20° 35′	39° 11′	85	1890 7./X.	4° 48′	18° 12′	25° 38′
29	1835 9./II.	0° 57′	23° 19′	51° 48′										

ort nach Breite und Länge beigegeben; zuletzt folgt die Längenlage der der Supposition nach westwärts abgewanderten Erregungsursache, wie sie für die Mitte des Jahres 1910 zu gelten hätte.

Trägt man das Tabellenmaterial in einem Kärtchen auf, dann ergibt sich das hier dargestellte Bild.

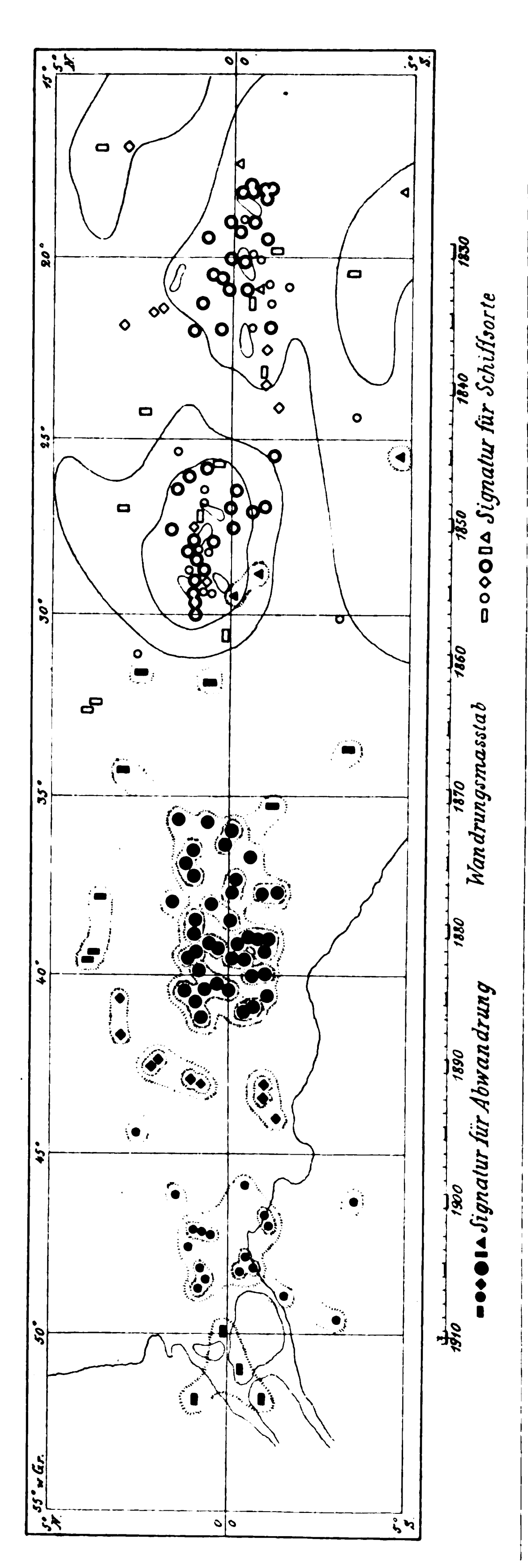
Die wahren Orte der die Ausbrüche und Erschütterungen notierenden Schiffe und die für 1910 berechneten abgewanderten Lagen der Erreger sind mittelst unterscheidender Signaturen kenntlich gemacht. Man vergesse nicht, daß nur die ersteren wirkliche der Erdrinde angehörige, feste geographische Punkte sind.

Wie man im Bilde sofort sieht, schließen sich die als „abgewandert" berechneten Erregungspunkte sehr eng zu einzelnen Gruppen zusammen, während die zugehörigen wahren Standorte der notierenden Schiffe weit verteilt liegen. Ferner lagern sich so häufig zwei oder auch drei Abwanderungspunkte örtlich höchst eng aneinander, deren Veranlassungen zeitlich weit getrennt auftreten, daß diese Einzelerscheinung, für sich allein betrachtet, schon sehr bemerkenswert ist.

Um die behauptete Eigentümlichkeit des Kumulierens noch schärfer und augenfälliger hervortreten zu lassen, sind die zu einer der Gruppen, der größten, gehörigen Signaturen durch auffälligere Zeichen hervorgehoben (das gleiche hätte mit einer anderen Gruppe geschehen können, immer wäre die nämliche Erscheinung bemerkbar geworden).

Dies Kumulieren findet sich nun überall und immer auf der ganzen Erde, gleichgültig, welche Materialien man verarbeitet, und einerlei, welchen Zeiten diese angehören. Was hier unter Benutzung eines einzigen Kataloges genügend deutlich vors Auge gebracht werden konnte, gelingt in stets vollkommenerer Evidenz bei der Verarbeitung reichlicherer Unterlagen. — Dies ganze Phänomen läßt es nicht ungerechtfertigt erscheinen, wenn zu dem Versuche einer möglichen Erklärung geschritten wird.

Die geophysikalische Hilfsvorstellung, deren wir uns zu diesem Zwecke bedienen können, genügt in dem Begriffe, daß die starre Erdkruste über dem nichtflüssigen, vielmehr körperhaft zu denkenden Hauptteile, dem Kerne, mit einer etwas größeren, während der Abkühlung erworbenen Geschwindigkeit rotiere und ihm also voraneile, derartig, daß jeweils in 952 Jahren die Schale eine volle Rotatation mehr vollführt hat als der Kern. Gewisse Unebenheiten auf der Außenseite des starren Kernes (seine Runzeln oder Gebirge) wären alsdann beim Herannahen an Verwerfungen, Brüche und Gräben der Rinde die Ursache der vulkanischen und seismischen Aktivierung, „wachsender Seismizität", indem die den Kern von der Rinde trennende Intermediärschicht flüssigen Magmas dem gesteigerten spezifischen Drucke ausweichend die dem Kerne gegenüber schwächeren Rindenteile in die Höhe hebt und zum Bersten bringt: bei Gegenwart von viel Wasser würden



dann in der Regel vulkanische Ausbrüche, anderenfalls nur Erschütterungen ohne Auswürfe die Folge sein.

Es ist nicht recht erfindlich, weshalb sich die moderne physikalische Geographie so stark vor der wissenschaftlichen Behandlung der hier wieder mit Notwendigkeit zur Unterlage zu machenden Annahme des etwas geschwinder als der Kern rotierenden Schalenteiles sträubt. Als noch viel allgemeiner die Anschauung, der Kern sei gasförmig, uneingeschränktes Vorrecht beanspruchte, mag es einer recht erheblichen Anzahl von Geophysikern ja schwer genug gewesen sein, die einmal adoptierte Ansicht ohne zwingende Gründe zu verwerfen. Gegenwärtig jedoch denken schon viele Forscher von Gewicht an die Möglichkeit und Wahrscheinlichkeit, der Kern der Erde sei starr, und zwar körperhaft starr.

Ferner ist so gut wie erwiesen, daß an anderen Weltkörpern verschiedenartige Rotationen an ein und derselben Schale vorkommen; die Mantelmassen der Sonne rotieren am Äquator mit größerer Winkelgeschwindigkeit als in höheren Breiten; vom Jupiter setzt man ähnliches voraus. Und für die Erde gelangt Roche zu dem tatsächlich vorhandenen Abplattungswerte am besten durch die Annahme, Schale und Kern seien voneinander getrennt, in sich selbst aber starre Massen. Wilde sodann erhält seine trefflichen erdmagnetischen Resultate unter der von ihm freilich physikalisch nicht zu begründen versuchten Annahme, ein System unverschieblicher Kräfte rotiere im Innern der Erde, wobei er zu Voraussetzungen greifen muß, die im Effekte denen entsprechen, die von mir auf ganz anderem Wege gewonnen, dabei aber auch physikalisch begründet worden sind.

Weil alle zugehörigen Annahmen nicht nur eine mögliche geophysikalische Erklärung zulassen, sondern namentlich auch weil sie, in genau gleicher Art und in gleichem Werte vorausgesetzt, zur Darstellung der gesamten Erscheinungen der erdmagnetischen Säkularvariation hinreichen, ja das einzige Hilfsmittel sind, diese vollständig aufzuklären, empfehle ich sie der Fachwelt wiederholt dringlichst zur Beachtung.

(Eingegangen 5. Oktober 1909.)

Der Einfluß des Donners auf die Regentropfen, durch eine seltene Regenbogenerscheinung ermittelt.

Von V. J. Laine.

Die Erscheinung, worüber ich hier zu berichten beabsichtige, wurde schon im Sommer 1908 beobachtet. Ich hoffte, um meine Beobachtungen kontrollieren und ergänzen zu können,

dieselbe Erscheinung nochmals während des folgenden Sommers zu sehen. Es ist wohl begreiflich, daß die Observationen über eine so unerwartete Erscheinung etwas mangelhaft werden. Leider aber war der letzte Sommer sehr arm an Gewittern, wenigstens in der Gegend, wo ich meinen Sommer verbrachte, und wenn man Gewitter hatte, waren die Verhältnisse sehr ungünstig, um die Erscheinung beobachten zu können. Darum bin ich gezwungen, meine Beobachtungen zu veröffentlichen, obgleich dieselben sich auf diesen einzigen Fall beschränken. Vielleicht finde ich Gelegenheit, wenn sich die Erscheinung später erneuert, meine Beobachtungen fortzusetzen.

Als ich am 3. August 1908 in Alahärmä (nicht weit von der Stadt Wasa belegen) Gewitterbeobachtungen für die Meteorologische Zentralanstalt der finnischen Wissenschaftsgesellschaft machte, nahm ich folgendes wahr. Das Gewitter näherte sich dem Observationsort aus E und zog nach W heran. Der Wind war NE_4, während des Gewitters NE_5 und später E_1. Das westliche Himmelsgewölbe zeigte sich anfangs vollständig klar. Es fing an zu donnern $5^h 50^m$ p., und $6^h 24^m$ p. war es zu Ende[1]). Der Regen dauerte von $6^h 33^m$ p. bis $7^h 25^m$ p. Die Regenhöhe um 7 Uhr folgenden Morgens war 2,2 mm, die von diesem Regen allein herrührte, denn es hatte im Laufe des Tages sonst nicht geregnet.

Etwa von $6^h 5^m$ p. bis $6^h 30^m$ p. beobachtete ich in E einen Regenbogen und auch einen sehr deutlichen Nebenbogen. Die Bogen erstreckten sich ununterbrochen vom Horizont zum anderen. Zu meiner Überraschung merkte ich nun, daß beim Donnern die Farben am Haupt- und besonders am Nebenregenbogen in der Weise erschüttert wurden, daß die Farbengrenzen und die Bogenränder gänzlich verwischt wurden; zugleich waren die verschiedenen Farben sehr undeutlich und man sah sehr rasche Schwingungen am ganzen Regenbogen vorgehen. Dies geschah nun jedesmal, wenn es donnerte. Daß es wirklich von dem Donner herrührte und nicht eine Wirkung des Blitzes war, geht daraus hervor, daß die Zeit zwischen der Wahrnehmung des Blitzes und des Donners anfangs etwa 20 Sek. und schließlich etwa 5 Sek. war; also dauerte die Zeit zwischen Blitz und Donner so lange, daß man sich über die Ursache nicht irren konnte, und daß die Erschütterung fast in demselben Augenblicke begann, wo der Donner hörbar wurde.

Zuerst zeigte sich der Hauptbogen sehr breit, das Rot fehlte fast gänzlich und das Violett zeichnete sich durch seine Intensität in hohem Grade aus. Unter dem Violett wurde ein deutlicher dunkler Zwischenraum beobachtet, der besonders am Nebenbogen hervortrat, und darunter sah man einen schmalen grünlich-violetten Sekundärbogen. Die obenerwähnte Erschütterung zeigte sich auch an dem Hauptregenbogen, obwohl sehr schwach und kaum erkennbar, wogegen dieselbe an dem Nebenbogen so intensiv war, daß die Farben fast miteinander gemischt wurden. Besonders zu bemerken ist, daß nach Aufhören einer Erschütterung der dunkle Zwischenraum plötzlich verschwand.

Nach einiger Zeit wurden die Farben der Bogen deutlicher als vorher, besonders das Gelb und das Rot begann noch mehr hervorzutreten. Wie schon erwähnt, war der dunkle Zwischenraum unter dem Violett nicht mehr erkennbar, statt dessen bekam die Unterseite des Violett einen Stich ins Gelb. Sowohl der Haupt- als der Nebenbogen wurden schmäler. Am Hauptregenbogen war keine Erschütterung mehr zu merken, aber an dem Nebenbogen sah man noch diese Erscheinung, obwohl schwächer, fortdauern, so daß man die verschiedenen Farben während der Erschütterung ganz deutlich voneinander unterscheiden konnte. Soweit man es beobachten konnte, schien das Gelb nach den einzelnen Erschütterungen intensiver und breiter zu werden.

Zu den Farben der beiden Regenbogen gesellte sich dann ein sehr schönes Rot auf Kosten des Gelb, dessen Breite sich merkbar verminderte, ebenso ging es, wie es schien, mit der Breite des ganzen Hauptbogens. Immerfort konstatierte ich Erschütterungen am Nebenbogen.

Hierzu will ich noch die Bemerkung machen, daß ich während der ganzen Beobachtungszeit der oben geschilderten Erscheinung das Vorhandensein auch aller anderen hier nicht erwähnten Spektralfarben feststellen konnte.

Aus diesen Beobachtungen kann man einige Schlußfolgerungen ziehen und ein wenig Licht in die alte Frage werfen, ob die akustischen Erschütterungen in der Luft auf die in derselben schwebenden Wassertropfen Einfluß haben und welcher Art dieser Einfluß ist. Zu dem Ende füge ich einige Betrachtungen hinzu.

J. M. Pernter hat in seinem Werke „Meteorologische Optik", III. Abschnitt, eine vollständige Theorie für die Regenbogenerscheinung gegeben. Nach ihm entstehen die Regenbogenfarben durch Mischung der Intensitätsmaxima und -minima der verschiedenen Lichtwellen. Diese Maxima und Minima entstehen durch eine eigenartige Beugungserscheinung. In diesem Werke, S. 527 und 528, sind Tabellen für Winkelwerte der Abszisseneinheit 0,2 in Minuten berechnet für einige Tropfengrößen und verschiedene Wellenlängen zu finden. Ich habe aus derselben folgende Zusammenstellung gemacht, wo man die

1) Nach Helsingforser Zeit.

Veränderung der Winkelwerte von einer Tropfengröße zur anderen zwischen 0,04 mm und 1 mm sowohl am Haupt- wie am Nebenbogen sieht.

Hauptbogen.

Radius der Tropfen .	0,04—0,05	0,05—0,1	0,1—0,15	0,15—0,25	0,25—0,5	0,5—1 mm
Wellenlänge *B*	2,9	6,8	2,8	2,6	2,3	1,5
„ *D*	2,7	6,1	2,6	2,2	2,1	1,3
„ *F*	2,3	5,4	2,1	2,1	1,8	1,1
„ *G*	2,1	5,0	1,9	1,9	1,6	1,1

Nebenbogen.

Radius der Tropfen .	0,04—0,05	0,05—0,1	0,1—0,15	0,15—0,25	0,25—0,5	0,5—1 mm
Wellenlänge *B*	5,2	12,1	5,1	4,5	4,2	2,5
„ *D*	4,8	10,8	4,7	4,0	3,7	2,2
„ *F*	4,1	9,6	3,8	3,7	3,2	1,9
„ *G*	3,7	9,0	3,4	3,3	3,0	1,7

Um die wirkliche Veränderung des Winkelabstandes zwischen jedem Maximum und Minimum zu zeigen, habe ich auch hier unten aus den Tabellen S. 523 und 524 im Pernterschen Werke die Abstände der Maxima und Minima und die Abszisseneinheit 0,2 als Einheit mitgenommen. Die römischen Ziffern bedeuten Maxima und die gewöhnlichen Maxima.

I 1 II 2 III 3 IV 4 V 5 VI 6 VII 7 VIII 8 IX 9 X 10
7 5 5 4 3 4 3 3 3 3 3 3 3 2 3 2 3 2 2

Erstens geht aus meinen Beobachtungen die Erschütterung der Farben hervor. Aus dem Vorhergehenden folgt, daß dieselbe durch eine durch den Donner verursachte Veränderung in der Größe der Regentropfen entsteht. Wenn die Größe der Tropfen sich verändert, verändert sich auch der Abstand der Maxima und Minima, was seinerseits Veränderungen an der Breite, an den Farbengrenzen und -tönen des Regenbogens hervorbringt, und wenn dies alles sehr schnell und zugleich unregelmäßig vorgeht, scheint der ganze Regenbogen in Schwingung zu geraten.

Meine Beobachtungen über das Aussehen der Regenbogen zeigen, daß die Größe der Regentropfen anfangs etwas unter 0,1 mm war und schließlich zu 0,5 oder 1 mm wuchs[1]). Ein Blick auf die oben zitierten Tabellen zeigt, daß der Abstand der Maxima und Minima sich am meisten zwischen Tropfengrößen 0,04—0,05 mm ändert, daß diese Veränderung sich vermindert, wenn die Tropfen größer werden, und daß die Veränderung am Nebenbogen bedeutend größer ist als am Hauptbogen. Dieser Umstand erklärt, warum anfangs die Erschütterung an dem Nebenbogen sehr stark war, aber je nachdem schwächer wurde, je größer die Tropfen wurden, und warum nur anfangs die Erschütterung am Hauptbogen wahrgenommen wurde. Die erste Schlußfolgerung wäre demnach, daß sehr heftige akustische Erschütterungen der Luft, wie die, welche vom Donner herrühren, eine Veränderung in der Größe der Regentropfen verursachen können.

Es wäre noch übrig zu ermitteln, ob sich die Tropfen unter solchen Verhältnissen vergrößern oder vermindern. Ich habe schon bemerkt, daß im Laufe der Beobachtungszeit die Regentropfen sich von etwa 0,1 mm zu 0,5 oder 1 mm vergrößerten. Andererseits habe ich gezeigt, daß das Gewitter sich dem Observationsort näherte. Die Kondensation ist aber im Gewitterzentrum am intensivsten, und dieser Umstand erklärt auch den allmählichen Zuwachs der Regentropfen. Dennoch konnte man merken, wie schon erwähnt, daß gleich nach dem Donner der dunkle Zwischenraum, der den Haupt- und Sekundärbogen voneinander absonderte, plötzlich verschwand. Das beweist, daß der Halbmesser der Tropfen, der vor dem Donnerschlag unter 0,1 mm war, größer wurde. Ebenso trat nach einem kurz nachher erneuten Donnerschlag das Gelb im Hauptbogen intensiver als früher hervor, was auch auf Vergrößerung der Tropfen hinweist. Meine Aufzeichnungen in dieser Hinsicht sind jedoch nicht so vollständig, daß sie Berechnungen über das Maß der Vergrößerung zulassen würden. Jedenfalls zeigen sie deutlich, daß die Tropfen unter Einfluß der akustischen Erschütterungen sich vergrößern, was nicht auf andere Weise denkbar ist, als daß zwei oder mehrere Tropfen zusammenfließen.

Zum Schluß möchte ich noch darauf hinweisen, daß meine Beobachtungen als Beitrag zur Bestätigung der Airy-Pernterschen Regenbogentheorie gelten können.

Uleåborg (Finnland), im Oktober 1909.

(Eingegangen 25. Oktober 1909.)

1) Pernter, Meteorol. Optik, III, S. 551 u. 552.

Perlschnurblitz.

Von A. Schmauß.

Am 24. September 1909 ging über Schweinfurt ein schweres Gewitter nieder. Es setzte um $11\frac{1}{2}$ p. ohne Regen mit heftigen, seilförmigen Blitzen ein, wie mir ein Beobachter, Herr Mack, in liebenswürdiger Weise mitteilte. Herr Mack wurde durch die Eigenart der Blitze veranlaßt, sich ins Freie zu begeben, um, wenn möglich, eine Aufnahme der interessanten Erscheinung zu machen. Es war inzwischen starker Hagel und Regen eingetreten. Der Beobachter richtete, nachdem er einen Standpunkt gefunden hatte, seine Kamera gegen Westen, woher das Gewitter kam, und etwas nach oben. Das Objektiv war 20—30 Sekunden geöffnet, als wieder ein Perlschnurblitz erfolgte, von welchem Herr Mack die ausgezeichnete Aufnahme (vergl. Tafel XXII) machte.

Der Blitz ging horizontal auf einen 50 m hohen Fabrikschlot zu, an dem das leuchtende Ende der prächtigen Erscheinung aufsitzt.

Die Aufnahme erfolgte mit einem Henrianastigmat von Rodenstock F 7,2, Brennweite 165 mm. Die Entfernung des Standortes der Kamera vom Fabrikschlot wird auf 200—300 m angegeben.

München, Meteorol. Zentralstation.

(Eingegangen 26. November 1909.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 81. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU SALZBURG.

F. Neesen (Berlin), Neue photographische Wiedergaben der Geschoßbahn.

Die großen Erhöhungen, welche Ballongeschütz und indirektes Schießen erfordern, bedingen eine Erweiterung der Schußtafeln und haben daher in erhöhter Weise das Interesse der photographischen Darstellung[1]) der Geschoßbahn zugewandt.

Es ist versucht an Stelle der Leuchtgeschosse hierbei Geschosse zu verwenden, welche Rauch ausstoßen. Dieser hält sich kurze Zeit in der Luft und gibt bei Sonnenbelichtung die Bahn als Schatten.

Von den beiden Figuren (auf Tafel XXIII), welche Versuche der Firma Krupp wiedergeben, enthält Nr. 1 die Darstellung einer solchen Rauchspur für ein Ballongeschütz; Nr. 2 die Endstücke von fünf Geschoßbahnen für ein Gebirgsgeschütz, erhalten mit Leuchtgeschoß.

Die Benutzung von Rauchgeschossen hat den großen Vorteil, daß die Versuche bei Tage gemacht werden können, während für Leuchtgeschosse Dämmerung nötig ist. Indessen wird dieser Vorteil durch mehrere Nachteile aufgehoben.

Erstens sind die Zeichnungen, wie ein Blick auf die Figuren zeigt, bei Leuchtgeschossen viel schärfer; der leichte Rauch muß durch die Störungen der Luftdichte Verschiebungen erfahren. Zweitens gestattet das Rauchverfahren nicht die Geschwindigkeit des Geschosses zu ermitteln. Drittens können, wie Fig. 2 zeigt, bei Leuchtgeschossen mehrere Kontrollversuche auf derselben Platte aufgenommen werden, was bei den Rauchgeschossen ausgeschlossen ist.

Die Zeichnung der Leuchtgeschosse gestattet weiter einen Schluß auf die Stellung der Geschoßachse, also auf die Pendelung.

1) Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **4**, 308, 1902.

(Eingegangen 22. Oktober 1909.)

Tagesereignisse.

Das Andenken an Avogadro, der die nach ihm benannte Hypothese über den Molekularzustand der Gase aufstellte, soll in Italien durch eine große wissenschaftliche Feier im Jahre 1911 festgehalten werden. Geplant ist die Veröffentlichung eines Gedenkbandes, der die wichtigsten Untersuchungen des großen Physikers enthalten soll, und die Errichtung eines Denkmals in Turin.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Würzburg Dr. Bruno Emmert für Chemie, am Polytechnikum Köthen Ingenieur Svend Olsen für Luftschiffahrt, an der Universität Basel Dr. Zickendraht für Physik, an der Technischen Hochschule Danzig Dr. B. Straßer für Physik.

Ernannt: Der a. o. Professor der Astronomie und Astrophysik an der Universität Göttingen Dr. Einar Hertzsprung zum Observator am Astrophysikalischen Observatorium in Potsdam, der Privatdozent an der Universität Göttingen Professor Dr. Max Abraham zum Professor für rationelle Mechanik am Polytechnikum (R. Istituto Tecnico Superiore) in Mailand, der Professor für allgemeine Physik an der Universität Bordeaux M. Marchis zum Professor für Aviatik an der Sorbonne in Paris.

Kommissarischer Lehrauftrag: Der Privatdozent der Chemie an der Universität Bonn Professor Dr. Georg Schroeter mit der Wahrnehmung der Professur für Chemie an der Tierärztlichen Hochschule Berlin.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Geophysik an der Universität Berlin Dr. Friedrich Bidlingmaier, dem Observator beim Astrophysikalischen Observatorium in Potsdam Dr. Hans Ludendorff und dem Privatdozenten der Physik und Photographie an der Technischen Hochschule zu Darmstadt Dr. C. Fritsch der Charakter als Professor.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität Erlangen Dr. Paul Gordan (für Ende des Wintersemesters).

Gestorben: Der ord. Professor für Eisenbahnmaschinen- und Kraftwagen an der Technischen Hochschule Hannover Geheimrat Professor Albert Frank, der ord. Professor der Geodäsie an der Technischen Hochschule Darmstadt Paul Fenner.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 25. 15. Dezember 1909. 10. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 1 am 27. Dezember 1909.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Verteilung der Intensität bei der Emission von Röntgenstrahlen.

Von A. Sommerfeld.

Die kürzlich von J. Stark[1]) publizierten Beobachtungen, die eine ausgesprochene Dissymmetrie der von einer Kohlenantikathode ausgesandten Röntgenstrahlung zu zeigen scheinen, veranlassen mich, Überlegungen mitzuteilen, die mich seit längerer Zeit beschäftigen. Ich gehe dabei von der wohlbekannten Wiechert-Stokesschen Vorstellung aus, die den Ursprung der Röntgenstrahlung in der Bremsung des Kathodenstrahlelektrons sieht. Allerdings kann diese Vorstellung nach unseren heutigen durch die Untersuchungen von Barkla[2]) bestimmten Anschauungen nur einen Teil, und zwar im allgemeinen nur einen kleinen Teil der als Röntgenstrahlung wahrgenommenen Intensität wiedergeben. Er ist überlagert von einem zweiten Teil, der mehr den Charakter einer Fluoreszenzstrahlung[1]) (Eigenstrahlung) zu haben scheint. Bei kleinem Atomgewicht des Antikathodenmaterials überwiegt der erste Bestandteil, bei größerem der zweite. Der erste Bestandteil ist der Theorie nach vollständig polarisiert und weist charakteristische Intensitätsunterschiede nach den verschiedenen Richtungen auf, wenn die Bremsung geradlinig erfolgt. Geschieht sie im Zickzack, wobei jedoch die ursprüngliche Kathodenstrahlrichtung vorherrschen wird, so wird für die im ganzen resultierende Strahlung die Polarisation unvollständig und die Richtungsverschiedenheit der Intensität weniger deutlich. Der zweite Bestandteil ist allseitig ungeordnet und unpolarisiert. Diese Unterscheidung erklärt, warum bei den gewöhnlichen Platinantikathoden der po-

1) Diese Zeitschr. 10, 902, 1909.

2) Diese beziehen sich auf Sekundärstrahlen. Ihre Übertragung auf Primärstrahlen wird durch die Unterschiede im Verhalten von Platin, Aluminium und Kohle als Antikathode nahegelegt.

1) Vgl. das lehrreiche Referat von Barkla in Proc. Cambridge Phil. Soc., Vol. 15, S. 257, insbesondere S. 268, Mai 1909, und J. Stark, diese Zeitschr. 10, 580, 1909.

larisierte und der Intensität nach differenzierte Anteil gering ist, so daß der ursprüngliche Befund von Röntgen ein nach allen Richtungen im wesentlichen gleiches Emissionsgesetz ergeben mußte, zugleich auch, warum Herwegh bei einer Kohlenantikathode eine stärkere Polarisation und Stark eine merkliche Verschiedenheit der Intensität in verschiedenen Richtungen wahrgenommen hat (beides allerdings zunächst nur an den photographisch wirksamen Strahlen nachgewiesen). Bei dem zweiten „Fluoreszenzanteil" der Strahlung findet eine Absorption und Emission von Energie im Atom statt. Es ist sehr wohl möglich, daß hierbei das Plancksche Wirkungsquantum eine Rolle spielt. Auf diesen (im allgemeinen wichtigsten) Anteil der Strahlung möchte ich die von J. Stark und W. Wien vorgeschlagene Berechnung[1]) der Wellenlänge der Röntgenstrahlen beschränkt wissen. Mit dem ersten „Bremsanteil" der Strahlung dagegen scheint mir das Wirkungsquantum nichts zu tun zu haben. Bei diesem wird man nach wie vor lieber von der „Impulsbreite" als von der „Wellenlänge" der Röntgenstrahlen sprechen. Die Eigenschaften dieses Anteils sollte man aus der reinen elektromagnetischen Theorie zu verstehen suchen.

Daß dies in Hinsicht auf die in den Starkschen Figuren angegebenen Intensitätsunterschiede möglich ist, ja daß die elektromagnetische Theorie dieselben seit langem vorhersehen ließ (vgl. Nr. 5), möchte ich im folgenden zeigen. Es genügt zu dem Ende, einige im Grunde bekannte Formeln zusammenzustellen und sie durch Figuren[2]) zu erläutern. Auf einen Beweis der Formeln kann ich verzichten, da er sich leicht aus den Entwicklungen des Abrahamschen Lehrbuches[3]) ergibt. Bezüglich der Anschauungen[4]) des Hn. Stark über die von einem gebremsten Elektron emittierte Strahlung, nach denen die Emission in allen Richtungen gleich groß sein soll, also keine elektromagnetische Bewegungsgröße mit sich führen und daher auch keine rückwirkende Kraft auf das Elektron ausüben würde, möchte ich hier nur bemerken, daß sie mit der elektromagnetischen Theorie unvereinbar sind.

1. Wenn ein Elektron von der Geschwindigkeit $v = \beta c$ plötzlich auf Null gebremst wird, so sendet es ein Feld $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{H}$ aus, welches in großem Abstande von dem Emissionszentrum gegeben ist durch

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{H} = \frac{\beta \sin \varphi}{1 - \beta \cos \varphi}. \qquad (1)$$

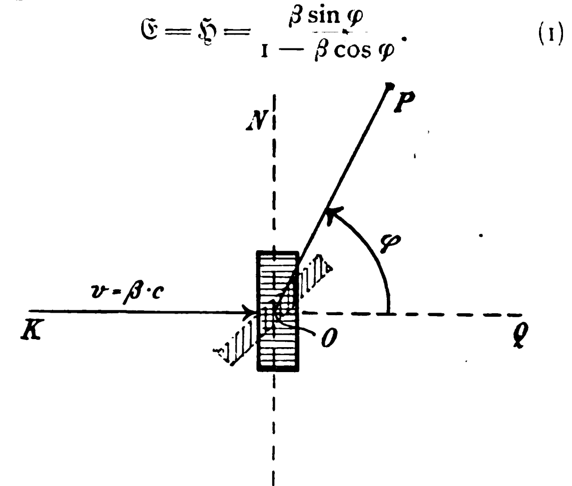


Fig. 1.

φ bedeutet (Fig. 1) den Winkel zwischen der Verlängerung OQ der Elektronenbahn (Kathodenstrahl) und dem Radiusvektor OP vom Emissionszentrum nach dem Aufpunkte (Röntgenstrahl). Das Feld hat natürlich Rotationssymmetrie um die Achse OQ, ist aber in bezug auf die Normalebene ON dissymmetrisch ausgebildet, derart, daß für einen in der Richtung des Kathodenstrahls blickenden Beobachter das Feld auf der Rückseite dieser Ebene stärker ist, wie auf der Vorderseite — dort ist $1 - \beta \cos \varphi$ kleiner wie an der symmetrisch gelegenen Stelle hier.

Formel (1) bringt nur die uns interessierende Abhängigkeit von dem Azimut φ zum Ausdruck, welche die fragliche Dissymmetrie bewirkt. Sie ist rechterhand mit einem von φ unabhängigen Faktor multipliziert zu denken, der von dem Abstand OP sowie von Ladung und Ausdehnung des Elektrons abhängt. Solche Faktoren werden wir auch im folgenden der Übersichtlichkeit wegen fortlassen. Außerdem stellt die Formel nur die Größe, nicht die Richtung von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ dar; der Richtung nach stehen $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ bekanntlich senkrecht zueinander und zu OP, $\mathfrak{E}$ überdies senkrecht zur Ebene KOP. Die durch (1) dargestellte Strahlung ist also vollständig in dieser Ebene polarisiert.

Die durch die Flächeneinheit bei P hindurchgestrahlte Energie beträgt hiernach

$$\mathfrak{S} = \mathfrak{E}\mathfrak{H} = \frac{\beta^2 \sin^2 \varphi}{(1 - \beta \cos \varphi)^2} \qquad (2)$$

Wie bekannt, ergibt sich, ähnlich wie beim

1) J. Stark, diese Zeitschr. 8, 881, 1907; W. Wien, Göttinger Nachrichten, November 1907.

2) Von Hn. P. Ewald gezeichnet, dem ich herzlich dafür danke.

3) 2. Aufl., § 25 für die Angaben unter 1., § 13 und 14 für die Angaben unter 2. Die unter 3. mitgeteilten Ergebnisse sind daraus durch einfache Integrationen abzuleiten.

4) Herr Stark ersucht mich bei der Korrektur mitzuteilen, daß diese Anschauungen („Ätherwellenhypothese") nach seiner eigenen Auffassung gar nicht aus der elektromagnetischen Theorie folgen. Da sie sonst nirgends in der Literatur geäußert sind und auch von Herrn Stark, der sie zuerst publiziert hat, bekämpft werden, so erübrigt es sich, weiter auf sie einzugehen.

Hertzschen Oszillator, $\mathfrak{S} = 0$ für $\varphi = 0$ und $\varphi = \pi$. Das Maximum von $\mathfrak{S}$, welches mit dem von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ zusammenfällt, tritt für den Winkel $\cos\varphi = \beta$ ein; bei kleinem β liegt es also nahezu unter 90^0 gegen OQ, für $\beta = 1$ rückt es auf OQ; immer ist die „Rückseite" bevorzugt. Fig. 2 stellt die Intensität $\mathfrak{S}$ in ihrer

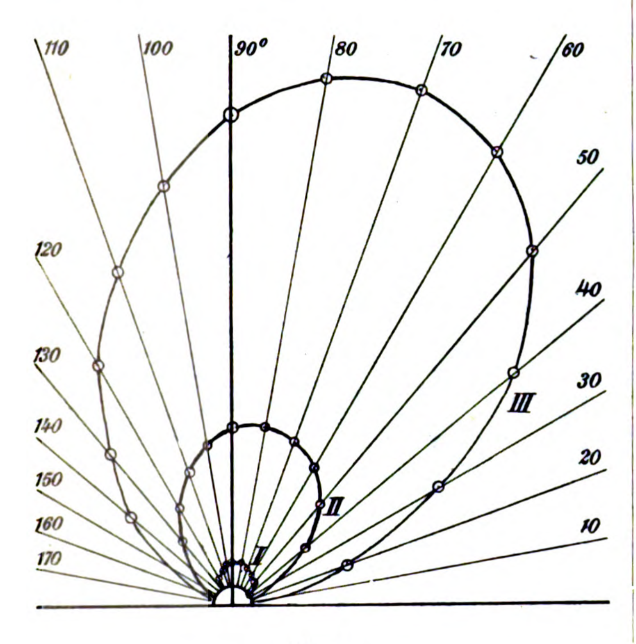


Fig. 2.

Abhängigkeit vom Azimut φ als Polardiagramm dar, $\mathfrak{S}$ ist von O aus als Radiusvektor aufgetragen. Die Kurven III, II, I entsprechen den Werten

$$\beta = \frac{1}{3}, \frac{1}{5}, \frac{1}{10};$$

man sieht wie die Dissymmetrie mit zunehmender Geschwindigkeit der erzeugenden Kathodenstrahlen zunimmt, ebenso natürlich die Stärke der Ausstrahlung überhaupt.

Noch sei bemerkt, daß die Lage der Antikathode für die Theorie unseres Bremsvorganges belanglos ist. Bei Stark liegt sie in der Ebene ON, und es kann vor und hinter der Antikathode (Kohle) beobachtet werden. Die gewöhnliche Anordnung, bei der man nur vor der Antikathode (Platin) beobachtet, ist in Fig. 1 punktiert eingetragen. Beidemal ist nach der Theorie für gleiches φ dasselbe Feld zu erwarten, falls man die Absorption in der Antikathode korrigieren kann.

2. Die Annahme einer plötzlichen Bremsung ist natürlich weit von der Wirklichkeit entfernt; plötzliche Hemmung bedeutet einen Bremsweg, der klein ist gegen die Ausdehnung der Ladung des Elektrons, und würde Röntgenstrahlen von exorbitanter Härte entsprechen. Der wirkliche Bremsweg ist wahrscheinlich von der Größenordnung der molekularen Wirkungssphäre und entspricht einer langsamen, quasistationären Hemmung.

Im Verlaufe des Bremsweges wird fortgesetzt Strahlung emittiert; der Einfachheit halber werde angenommen, daß die Bremsbahn geradlinig sei, so daß die augenblickliche Verzögerung $\mathfrak{v}$ mit der augenblicklichen und ursprünglichen Geschwindigkeit gleichgerichtet ist. $v = \beta c$ sei die ursprüngliche, $v' = \beta' c$ mit $\beta' < \beta$ die augenblickliche Geschwindigkeit. Dann geht von dem augenblicklichen Emissionszentrum O' ein Feld aus, dessen Abhängigkeit vom Azimut dargestellt wird durch

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{H} = \frac{\sin\varphi}{(1 - \beta'\cos\varphi)^3}. \qquad (3)$$

Der rechterhand unterdrückte Faktor ist mit der Verzögerung $\mathfrak{v}$ proportional und von β' unabhängig. Das Maximum des Feldes wandert hiernach von kleineren φ zu $\varphi = \pi/2$ in dem Maße, wie β' während der Bremsung abnimmt, liegt aber stets auf der Rückseite der Normalebene ON. Über Richtung und Polarisation des Feldes gilt dasselbe wie unter 1. Die theoretisch zu erwartende Lage der Polarisationsebene wird bekanntlich durch die Beobachtung exakt bestätigt.

Die augenblickliche Intensität der Ausstrahlung ist gegeben durch

$$\mathfrak{S}' = \mathfrak{E}\mathfrak{H} = \frac{\sin^2\varphi}{(1 - \beta'\cos\varphi)^6} \qquad (4)$$

und wird durch das Polardiagramm Fig. 3 für die Werte

$$\beta' = \frac{1}{3}, \frac{1}{5}, \frac{1}{10}, 0$$

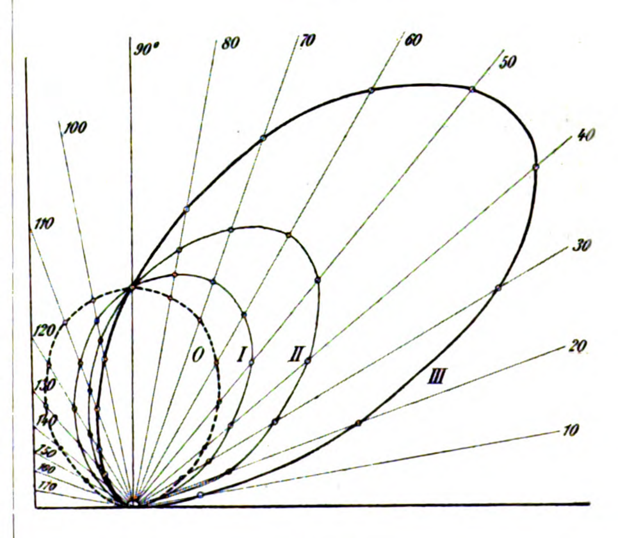


Fig. 3.

(Kurve III, II, I, 0) dargestellt. Die Dissymmetrie ist jetzt stärker ausgebildet, wie im Falle plötzlicher Hemmung (Fig. 2) bei gleichem β, und nimmt wie dort mit wachsendem β zu. Für $\beta' = 0$ ist die Dissymmetrie verschwunden. Das nicht zugleich auch die Intensität überhaupt Null wird, liegt daran, daß bis zum Schluß der Bremsung ($\beta' = 0$) das Elektron fortgesetzt verzögert wird. Die Größe der Verzögerung $\dot{\mathfrak{v}}$ ist für alle vier Kurven der Fig. 3 als gleich angenommen, entsprechend dem Umstande, daß in Gl. (4) der mit $\dot{\mathfrak{v}}^2$ proportionale Faktor der rechten Seite gleich 1 genommen ist. Die Kurven von Fig. 3 sind also insofern miteinander vergleichbar, als sie den Einfluß der Geschwindigkeit auf die Intensitätsverteilung bei gleicher Verzögerung zeigen.

3. Von der augenblicklichen Ausstrahlung $\mathfrak{S}'$ haben wir durch Integration über die Zeit zur Gesamtstrahlung

$$\mathfrak{S} = \int \mathfrak{S}' \, dt$$

überzugehen, die die Intensität der gesamten Zone von Röntgenimpulsen in dem betreffenden Azimut mißt. Die Grenzen der Integration entsprechen dabei den Werten $\beta' = \beta$ (ursprüngliche Geschwindigkeit) und $\beta' = 0$ (Ruhe). Daß die aufeinanderfolgenden Emissionszentren O' etwas verschiedene Lage und daher die entsprechenden Strahlvektoren $\mathfrak{S}'$ etwas verschiedene Richtung haben, kann offenbar außer Betracht bleiben, wenn der Aufpunkt P hinreichend fern liegt. Nimmt man die Verzögerung als konstant an, so läßt sich die Integration ausführen und liefert:

$$\mathfrak{S} = \frac{\sin^2\varphi}{\cos\varphi}\left(\frac{1}{(1-\beta\cos\varphi)^4} - 1\right). \qquad (5)$$

Für $\varphi = 0$ und $\varphi = \pi$ ergibt sich natürlich wieder $\mathfrak{S} = 0$; für $\varphi = \pi/2$ findet man durch Grenzübergang $\mathfrak{S} = 4\beta$. Stärke und Lage des Maximums hängt von β ab; mit abnehmendem β rückt das Maximum nach größerem φ.

Als Maß für die Dissymmetrie der Emission kann man das Verhältnis R der Strahlung S_1 nach der Rückseite zu derjenigen S_2 nach der Vorderseite ansehen. Aus Gl. (5) berechnet man ohne Schwierigkeit:

$$\frac{1}{2\pi} S_1 = \int_0^{\pi/2} \mathfrak{S} \sin\varphi \, d\varphi = \frac{5\beta - 4\beta^2}{3(1-\beta)^2} - \log(1-\beta),$$

$$\frac{1}{2\pi} S_2 = \int_{\pi/2}^{\pi} \mathfrak{S} \sin\varphi \, d\varphi = \frac{5\beta + 4\beta^2}{3(1+\beta)^2} + \log(1+\beta).$$

Hieraus ergibt sich

für $\beta = \frac{1}{3}, \quad \frac{1}{5}, \quad \frac{1}{10}$

$$\frac{S_1}{S_2} = R = 1{,}9, \quad 1{,}6, \quad 1{,}2,$$

also wieder eine abnehmende Dissymmetrie bei abnehmendem β.

Ebenfalls ein Maß für die Dissymmetrie bildet das Verhältnis F der nach der Rückseite ausgestrahlten Bewegungsgröße G_1 zu derjenigen nach der Vorderseite ausgestrahlten G_2. Bei ihrer Berechnung hat man die in (5) angegebene Emission offenbar nicht wie vorher skalar, sondern vektoriell zusammenzusetzen. Man findet:

$$G_1 = 2\pi \int_0^{\pi/2} \mathfrak{S} \cos\varphi \sin\varphi \, d\varphi = \frac{\beta}{3} \frac{3-2\beta}{(1-\beta)^2},$$

$$G_2 = 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} \mathfrak{S} \cos\varphi \sin\varphi \, d\varphi = -\frac{\beta}{3} \frac{3+2\beta}{(1+\beta)^2}$$

und hieraus

für $\beta = \frac{1}{3}, \quad \frac{1}{5}, \quad \frac{1}{10}$

$$\frac{G_1}{|G_2|} = F = 2{,}6, \quad 1{,}7, \quad 1{,}3.$$

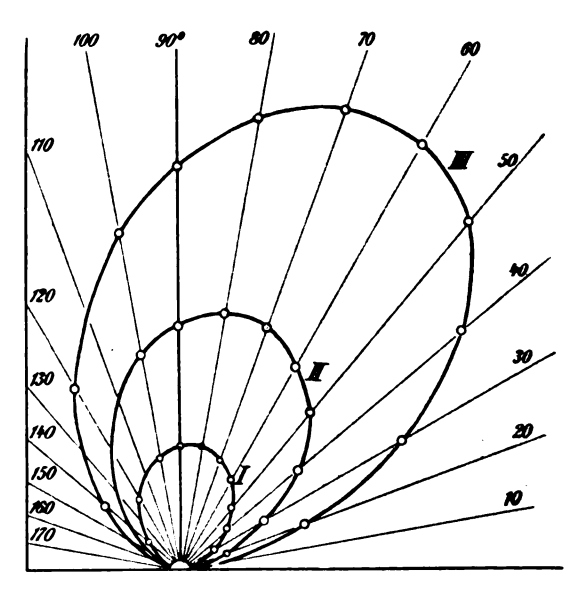


Fig. 4.

Fig. 4 stellt in den Kurven III, II, I die Verteilung von $\mathfrak{S}$ für dieselben Werte von β dar und zeigt qualitativ denselben Charakter wie die Fig. 7 und 8 von Hn. Stark. Auf einen quantitativen Vergleich müssen wir verzichten, da die Starkschen Kurven wohl nur qualitative Gültigkeit beanspruchen. Was z. B. die Lage des Maximums betrifft, so tritt dieses bei Stark für ein (in unserer Weise gerechnetes) Azimut von 60° oder 50° auf, was nach Maßgabe der theoretischen Kurven auf eine Geschwindigkeit $\beta > 1/3$ schließen lassen würde, die jedenfalls nicht vorlag. Man kann aber offenbar innerhalb der Genauigkeitsgrenze der Starkschen Beobachtungen und Korrektionen auch Kurven ziehen, deren Maximum bei größerem φ liegt.

Nach den Ausführungen der Einleitung haben wir den Kurven der Fig. 4 noch eine kon-

stante Intensität von unbekanntem Betrage, entsprechend dem Fluoreszenzanteil der Röntgenstrahlung, zu überlagern. Dies ist in Fig. 5 für die Kurve $\beta = 1/5$ geschehen, und zwar in der Weise, daß die Stärke des Fluoreszenzanteils, dargestellt durch den Kreis der Fig. 5,

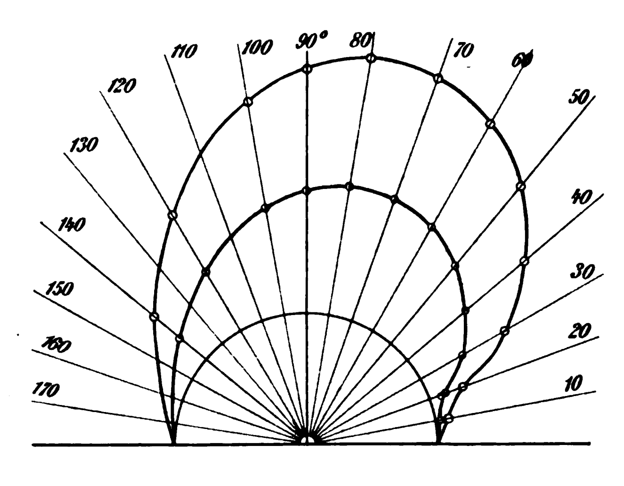


Fig. 5.

das eine Mal gleich der maximalen Stärke des Bremsanteils, das andere Mal halb so groß angenommen wurde. Die Dissymmetrie wird durch diese Überlagerung natürlich abgeschwächt, die Lage des Maximums übrigens nicht geändert. Bei einem quantitativen Vergleich von Theorie und Beobachtung wird man auf das wahrscheinliche Vorhandensein eines solchen Fluoreszenzanteils im Sinne der Fig. 5 Rücksicht zu nehmen haben, der um so stärker sein wird, je größer das Atomgewicht der Antikathode ist, sowie auf mancherlei andere Komplikationen (Sekundärstrahlung, nichtgeradlinige und nichtgleichförmige Bremsung usw.).

Einen allerdings ebenfalls nur qualitativen Vergleich mit der Theorie gestatten auch die vorläufigen Messungen von Herrn Kaye[1]) an primären Röntgenstrahlen über die „emergence" und „incidence radiation" bei Gold-, Aluminium- und Kupfer-Antikathoden. Die Intensität wird hier nicht wie bei Stark auf photographischem Wege sondern, was wohl befriedigender ist, durch eine Ionisierungszelle bestimmt. Gemessen wird das Verhältnis R der emergence radiation (nach der Rückseite) zur incidence radiation (nach der Vorderseite). Im Gegensatz zu der obigen Definition von R ist zu bemerken, daß unter emergence radiation hier ein schmaler Strahlenkegel von einem durch die Apparatdimensionen bestimmten mittleren Azimut φ und als incidence radiation der entgegengesetzte Strahlenkegel vom Azimut $\pi - \varphi$ verstanden wird und daß beidemal die aus Brems- und Fluoreszenzanteil gebildete ganze Strahlung zur Messung gelangt.

1) Proc. Cambridge Phil. Soc. 15, 269, 1909.

Um die Übereinstimmung der Kayeschen Beobachtungen mit unseren theoretischen Folgerungen zu illustrieren, setze ich einen Auszug aus seinen Schlußresultaten hierher:

1. „Allgemein zu reden, übertrifft die Röntgenstrahlung nach der Rückseite einer dünnen Metallantikathode diejenige nach der Vorderseite an Intensität. Dies ist besonders deutlich bei Aluminium" (vgl. dessen Atomgewicht).

2. „Die Strahlung nach der Vorderseite ist weicher wie die nach der Rückseite" (wegen der theoretischen Erklärung vgl. die Bemerkungen unter 6.).

3. „Das Verhältnis R wächst mit der Geschwindigkeit der auftreffenden Kathodenstrahlen".

Merkwürdigerweise sucht Verf. seine Beobachtungen nicht durch die Bremstheorie der Röntgenstrahlen, sondern durch die „neutral pair theory" zu deuten.

4. Die Dissymmetrie des Feldes läßt sich leicht ohne Rechnung verstehen[1]). Man stelle sich das Kathodenstrahlelektron mit seinem Felde vor. Im Punkt O_1 angekommen, wird das Elektron gebremst, im Punkt O_2 ist es zur Ruhe gekommen. Von O_2 breitet sich das statische Feld der Ruhe aus, von O_1 die Störung des stationären Feldes der ursprünglichen Bewegung, beides natürlich mit Lichtgeschwindigkeit. Wir haben also (vgl. die spätere Fig. 9) zwei mit Lichtgeschwindigkeit sich erweiternde Kugeln, die zwischen sich den Röntgenimpuls einschließen. Außerhalb der Kugel um O_1 herrscht das Feld der stationären Bewegung, innerhalb der Kugel um O_2 das elektrostatische Feld. Das erstere weiß noch nichts von der Bremsung und schreitet daher mit der ursprünglichen Geschwindigkeit $v = \beta c$ in Richtung des ursprünglichen Kathodenstrahls vorwärts. Seine Stärke ist am größten in seiner Symmetrieebene, d. h. in derjenigen Ebene, welche senkrecht auf der Bahn des Elektrons steht und durch dieses bezw. nach der Bremsung durch diejenige Lage hindurchgeht, die das Elektron bei gleichmäßig fortgesetzter Bewegung haben würde. In der Nähe dieser Ebene ist die Kraftliniendichte am größten; ihre Umgebung heiße kurz das Maximum des Feldes. Dieses Maximum hält also gleichen Schritt mit derjenigen Lage, die das Elektron bei ungebremster Bewegung einnehmen würde, und eilt daher bei

1) Vgl. eine ähnliche Betrachtung bei J. J. Thomson, Corpuscular theory of matter, Kap. III, wo indessen die uns hier interessierende Dissymmetrie nicht hervorgehoben wird.

größerem β stärker voran wie bei kleinerem. Der maximalen Stärke des äußeren Feldes entspricht die maximale Stärke der Röntgenstörung, die ja gerade den Übergang zwischen dem äußeren und inneren Felde bildet und in einer Knickung der elektrischen Kraftlinien besteht. Daher das stärkere Voraneilen des Maximums der Röntgenstrahlung bei größerem β und allgemein die dissymmetrische Bevorzugung der Rückseite von ON gegenüber der Vorderseite. Auch das Verschwinden des Bremsanteils der Strahlung für die Azimute $\varphi = 0$ und $\varphi = \pi$, in denen keine Knickung der Kraftlinien beim Übergang vom inneren statischen zum äußeren stationären Felde stattfindet, wird hierdurch selbstverständlich.

Noch direkter, wenn auch in den Einzelheiten des Vorganges weniger durchsichtig, ergibt sich die Dissymmetrie des Feldes durch folgende Überlegung: Die emittierte Strahlung führt bekanntlich (vgl. den Schluß der Einleitung) nicht nur Energie, sondern auch Bewegungsgröße mit sich. Letztere ist ein Teil der ursprünglichen Bewegungsgröße des Kathodenstrahlelektrons, und hat daher die Richtung OQ der Fig. 1. Man setze nun die im Röntgenstrahl emittierte Strahlung $\mathfrak{S}$ vektoriell zusammen, indem man zunächst die zu gleichem φ gehörigen Strahlvektoren vereinigt. Dabei ergibt sich als resultierender Strahlvektor für das einzelne φ die Richtung OQ, wenn $\varphi < \pi/2$, die Richtung OK, wenn $\varphi > \pi/2$. Setzt man weiter die resultierenden Strahlvektoren von der Richtung OQ zu einer Gesamtresultante G_1 zusammen, und ebenso die von der Richtung OK zu einer Gesamtresultante G_2, so muß die erstere Strahlung nach der vorausgeschickten Angabe über die gesamte Bewegungsgröße die letztere Strahlung überwiegen. Das heißt: die Gesamtausstrahlung nach der Rückseite von ON muß größer sein, als die nach der Vorderseite; um wie viel größer, zeigt das oben berechnete Verhältnis $F = G_1/G_2$.

5. Eine Andeutung der besprochenen Dissymmetrie der Intensität hat sich bereits in der Münchener Dissertation von Herrn Baßler[1]) ergeben, welche zur Hauptaufgabe die Messung des Polarisationsanteiles der Röntgenstrahlen hatte. Für die Polarisation ist hier quantitativ eine vom Azimut abhängige und zwar dissymmetrische Verteilung nachgewiesen. Das Maximum der Polarisation tritt nämlich nicht für $\varphi = 90^0$ auf, sondern für $\varphi = 70^0$ bis 80^0 (zum Vergleich mit den Baßlerschen Figuren beachte man, daß der dort aufgetragene Winkel von der Richtung des Kathodenstrahls OK in Fig. 1 gezählt wird, nicht von seiner Verlängerung OQ; dem Baßlerschen Azimut von 110^0 entspricht also unser Azimut $\varphi = 70^0$). Diese Dissymmetrie der polarisierten Intensität ist von einer im gleichen Sinne liegenden Dissymmetrie der Gesamtintensität begleitet, die allerdings möglicherweise auf die ungleichförmige Dicke der Glaswand zu schieben war. Bei Berücksichtigung derselben konnte die Dissymmetrie des Intensitätseffektes nicht mehr als zweifellos gelten. Es wurde daher bei der Publikation hierauf nur kurz hingewiesen; die obigen theoretischen Schlüsse daran zu knüpfen, habe ich damals unterlassen, weil ich weiteres experimentelles Material abwarten wollte.

Vom theoretischen Standpunkte hat man Proportionalität zwischen dem Polarisationseffekt und dem Intensitätseffekt für die verschiedenen Richtungen zu erwarten. Beide sind als Ausfluß derselben Energieverteilung des Bremsanteiles der Strahlung aufzufassen.

Wir können daher mit demselben Recht unsere theoretischen Kurven auf die Verteilung der Polarisation wie auf die der Intensität anwenden. Diese Anwendung ist sogar befriedigender wie jene, einmal, weil wir in der Baßlerschen Arbeit quantitativ zuverlässige, wenn auch nicht zahlreiche Messungen über die Abhängigkeit der Polarisation vom Azimut zur Verfügung haben, sodann deshalb, weil die Polarisationsmessungen viel weniger wie die Intensitätsmessungen durch die Absorption in der Röhrenwand beeinträchtigt werden.

Bedeutet, wie bei Baßler, a das Maß für die gesamte, polarisierte und unpolarisierte Strahlung, b das Maß für die unpolarisierte Strahlung, so können wir b als Fluoreszenzstrahlung, $a-b$ als Bremsstrahlung ansehen. Da b vom Azimut unabhängig ist, so liefert auch

$$y = 100 \cdot \frac{a-b}{2b} \tag{6}$$

ein Maß für die Abhängigkeit der Bremsstrahlung vom Azimut.

Das von Baßler benutzte Maß der Polarisation ist

$$x = 100 \cdot \frac{a-b}{a+b} \tag{7}$$

und es wird[1])

$$y = \frac{x}{1 - x/100} = x\left(1 + \frac{x}{100}\right). \tag{8}$$

Wir haben also an den Baßlerschen Messungsergebnissen x eine kleine Korrektion anzubringen, um sie auf unser y umzurechnen. Dies ist in den Figuren 6, 7, 8 bereits geschehen, in denen also als * die umgerechneten Baßlerschen Werte eingetragen sind. Diese

1) München 1908; Ann. d. Phys. **28**, 808, 1909.

1) Wenn Baßler bei Röhre I im Maximum $x = 10$ findet, so heißt das $y = 11$; die Bremsstrahlung ist also nach Formel (6) im Maximum $2 \cdot 11/100 = 0{,}22$ der Fluoreszenzstrahlung; dies gilt für Platin.

Kurven entsprechen der Reihe nach den Baßlerschen Figuren 12, 13, 14 (Röhre I, II, III), wobei unser Azimut 180°, 150°.. dem Baßlerschen Azimut 0°, 30°.. entspricht.

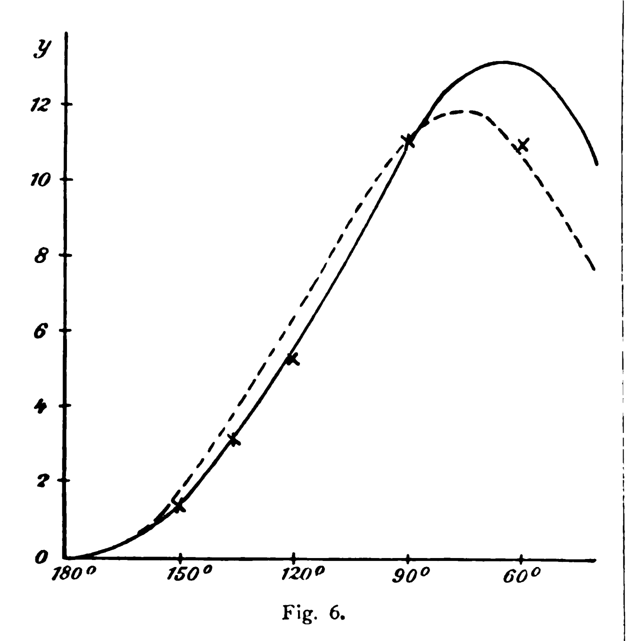


Fig. 6.

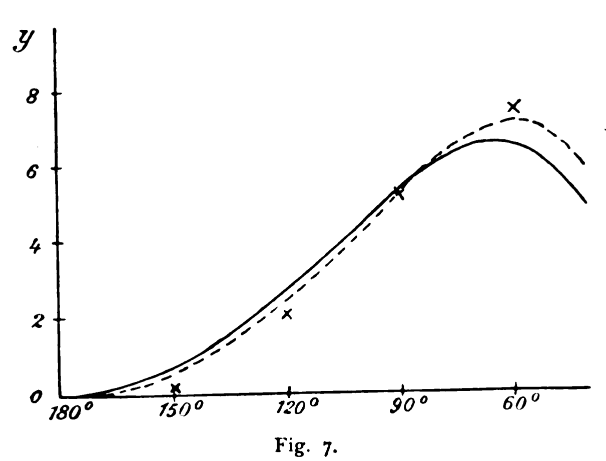


Fig. 7.

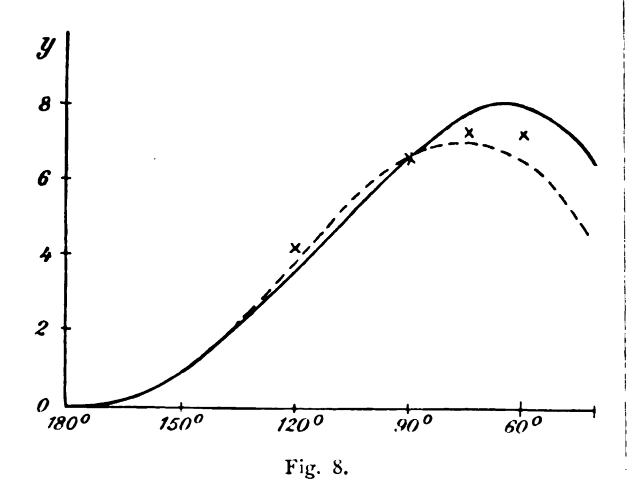


Fig. 8.

Die Spannung war bei Baßler ungefähr 30000 bis 40000 Volt, entsprechend einem Werte $\beta = 0{,}33$ bis $0{,}40$. Ich vergleiche daher die Messungen zunächst mit unserer theoretischen Kurve für $\beta = 1/3$ in Fig. 4, indem ich den Maßstab so wähle, daß die theoretische Kurve immer durch den für $\varphi = 90^0$ gemessenen Punkt hindurchgeht. Diese Kurve ist in allen drei Figuren ausgezogen. Sie schließt sich den Messungen durchweg befriedigend an, nur liegt der letzte Punkt ($\varphi = 60^0$) in Fig. 6 außerhalb der Fehlergrenze, in Fig. 7 an ihrer Grenze. Die Fehlergrenze bei Baßler beträgt nämlich $\Delta x = +1$.

In Fig. 6 habe ich ferner punktiert die theoretische Kurve für $\beta = 1/5$ aus Fig. 4 eingetragen, bei entsprechender Wahl des Maßstabes. Diese Kurve nimmt auch den letzten Punkt vollständig mit. Ebenso ist in Fig. 8 die theoretische Kurve für $\beta = 1/5$ zum Vergleich punktiert eingetragen; der zur Darstellung der Messungen geeignetste Wert von β scheint hier zwischen $\beta = 1/3$ und $\beta = 1/5$ zu liegen. Dagegen weisen die Messungen in Fig. 7 eher auf einen höheren Wert wie $\beta = 1/3$ hin; die punktierte Kurve ist hier für $\beta = 0{,}4$ berechnet und schließt sich allen vier gemessenen Punkten vollständig an. Da auf die Konstanz der Spannung bei den Messungen kein Wert gelegt, diese auch nicht im einzelnen bestimmt wurde, so erscheint eine Variabilität von β zwischen den Grenzen 0,2 und 0,4 wohl möglich. Übrigens überschreitet ein so weit geführter zahlenmäßiger Vergleich zwischen Beobachtung und Theorie bereits die Genauigkeitsgrenze sowohl der Beobachtung wie auch die der Theorie. Bei letzterer haben wir ja ein homogenes, zeitlich unveränderliches und paralleles Kathodenstrahlbüschel, eine geradlinige, gleichförmige Bremsung, Unabhängigkeit von der Stellung der Antikathode usw. angenommen. Unser Vergleich soll nur zeigen, daß die Messungen ihrem allgemeinen Verlauf nach dem nach der Theorie zu Erwartenden durchaus entsprechen.

6. Schließlich möchte ich noch auf eine Folgerung der Bremstheorie hinweisen, die schon von W. Wien[1]) hervorgehoben ist und im Zusammenhang mit neueren Beobachtungen wichtig zu werden scheint. Unsere Auffassung verlangt, daß die nach der Rückseite von ON emittierten Strahlen härter, also weniger absorbierbar sind, wie die nach der Vorderseite. Natürlich bezieht sich auch diese Aussage nur auf den Bremsanteil der Röntgenstrahlung; der Fluoreszenzanteil, dessen elektromagnetischer Mechanismus uns unbekannt ist, dürfte in dieser Hinsicht ebensowenig eine Dissymmetrie zeigen, wie in bezug auf die Intensität.

Auch hier genügt die primitive Vorstellung

1) Wüllner-Festschrift S. 13; Ann. d. Phys. **18**, 999, 1905.

eines gleichförmig und geradlinig gebremsten Elektrons. Im Punkte O_1 (Fig. 9) beginne die

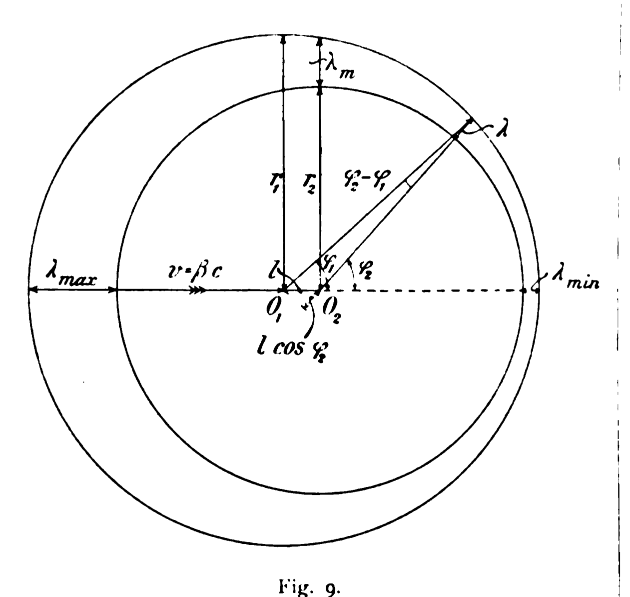


Fig. 9.

Bremsung, im Punkte O_2 sei sie beendigt. Der Bremsweg sei l, die Bremsdauer τ, die Anfangsgeschwindigkeit βc. Zwischen diesen Größen besteht die elementare Beziehung:

$$l = \frac{1}{2} \beta c \tau . \qquad (9)$$

Um O_1 und O_2 breitet sich je eine Kugel vom Radius r_1 und r_2 aus, die den Röntgenimpuls von außen und innen begrenzt. Wird die Zeit t von der Aussendung der ersteren abgemessen, so ist

$$r_1 = ct, \quad r_2 = c(t - \tau). \qquad (10)$$

φ_1, φ_2 sind in der Figur erklärt. λ sei die Impulsbreite, etwa gemessen in der Richtung des Strahles φ_2. Projiziert man den Strahl φ_1 auf φ_2, so hat man:

$$r_1 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = r_2 + \lambda + l \cos \varphi_2$$

oder, da $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$ gesetzt werden kann:

$$\lambda = r_1 - r_2 - l \cos \varphi ,$$

also nach (9) und (10)

$$\lambda = c\tau \left(1 - \frac{\beta}{2} \cos \varphi \right) .$$

Bedeutet λ_m die mittlere Impulsbreite, entsprechend dem Azimute $\varphi = \pi/2$, λ_{max} und λ_{min} maximale und minimale Impulsbreite, entsprechend $\varphi = \pi$ und $\varphi = 0$, so hat man

$$\lambda = \lambda_m \left(1 - \frac{\beta}{2} \cos \varphi \right)$$

und

$$\frac{\lambda_{min}}{\lambda_{max}} = \frac{1 - \beta/2}{1 + \beta/2} ,$$

in Übereinstimmung mit W. Wien. Für $\beta = 1/3$ ergibt sich also:

$$\lambda_{min} : \lambda_{max} = 5 : 7 ,$$

für $\beta = 1/2$

$$\lambda_{min} : \lambda_{max} = 3 : 5 ,$$

also eine sehr merkliche Schwankung in Härte und Durchschlagskraft, wie sie übrigens durch den Anblick der Fig. 9 ohne weiteres aufgezeigt wird. Dabei ist zu bemerken, daß der maximalen und minimalen Impulsbreite die Intensität Null zukommt.

Diese einfache Überlegung kann vielleicht ausreichen, um den von Herrn Kaye hervorgehobenen Unterschied in der Härte der rückseitigen und vorderseitigen Strahlen (vgl. oben No. 2 unseres Auszugs aus seinen Schlußresultaten) zu erklären, woraus sich ein geringerer Absorptionsindex für jene wie für diese ergeben würde. Auch Herr Stark stellt in seiner Fig. 9 ein derartiges Verhalten des Absorptionsindex für Aluminium dar.

Den wesentlichen Inhalt dieser Mitteilung, die sonst meist bekannte, zum Teil anerkannte Dinge bringt, sehe ich in der Diskussion der Baßlerschen Messungen über die Abhängigkeit der Polarisation vom Azimut. Durch diese wird unsere Auffassung des Polarisationsanteils der Röntgenstrahlen als Bremsanteil, die sich sonst nur qualitativ prüfen läßt, auch quantitativ so gut bestätigt, wie man es irgend erwarten kann. Zugleich kann hierdurch, wie mir scheint, unser Vertrauen in die Gültigkeit der elektromagnetischen Theorie auch für die Elementarprozesse des elektrischen Feldes, das durch die neuesten Lichtquanten-Spekulationen zum Teil wohl erschüttert schien, wieder neu gestärkt werden.

(Eingegangen 6. Dezember 1909.)

Die Untersuchung der Elektrolyse mit dem Ultramikroskop [1]).

(Vorläufige Mitteilung.)

Von J. J. Kossonogow.

Für die Lösung der Frage nach dem Wesen der Elektrizität ist die Kenntnis der elektrolytischen Vorgänge von großer Bedeutung. Es schien mir deshalb erwünscht, eine Methode ausfindig zu machen, die eine unmittelbare Beobachtung der elektrolytischen Vorgänge ermöglicht. Ich hielt es für wahrscheinlich, daß das Ultramikroskop von Siedentopf und Zsigmondy für eine solche Methode von Nutzen sein könne, und begann etwa vor einem Jahre damit zu arbeiten. Es scheint mir, daß sich meine Vermutung bestätigt hat. Obwohl meine Untersuchungen noch lange nicht be-

1) Vom Verfasser erweiterte Abhandlung, aus dem Russischen übersetzt von Moronski (Göttingen) und V. Mintschin-Regener (Berlin).

endet sind, entschließe ich mich, meine bisherigen Resultate zu veröffentlichen in der Hoffnung, daß deren Kritik mir die weitere Ausarbeitung der Frage erleichtern wird.

Die Anordnung wird in der Fig. 1 dargestellt: F, L_1, Sp, L_2, L_3 und M bedeuten die

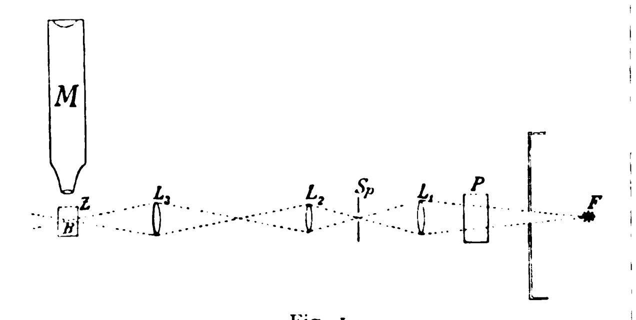


Fig. 1.

üblichen Teile des Ultramikroskops, Z das Elektrolysiergefäß; P ein Gefäß mit einer Lösung von NH_4Cl, die als Wärmefilter dient. Das Mikroskop M war auf diejenige Schicht der zu untersuchenden Flüssigkeit gerichtet, durch welche der engste Teil des Lichtkegels ging. In demselben Gebiete der Flüssigkeit befanden sich die Enden der Elektroden A und K des Voltameters (Fig. 2). Die in die Flüssigkeit tauchenden Teile der Elektroden waren mit einer isolierenden Schicht, bestehend aus Kautschuk, Wachs und Kolophonium (später nahm ich zu diesem Zwecke reines Paraffin), bedeckt. Von dieser Schicht frei waren die einander gegenüberstehenden Enden der Elektroden.

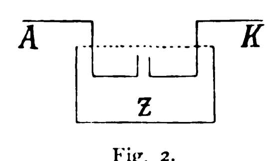


Fig. 2.

Die Elektroden waren auf einem Stativ befestigt und so an das Tischchen des Mikroskops angepaßt, daß sie und die Bewegung

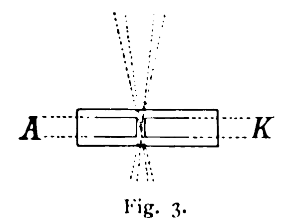


Fig. 3.

des Tischchens eine Fixierung der Elektrodenenden in beliebiger Lage ermöglichten. Die Aufnahme 1 auf Tafel XXIV stellt die photographische Aufnahme des Stativs und Voltameters etwa auf ein Drittel verkleinert dar. Die Schale (Küvette) war immer gut gefüllt und in dem Raume zwischen den herausragenden Teilen der Elektroden mit einem Deckglas zugedeckt.

Beobachten wir die Flüssigkeit mittels eines Ultramikroskops, so bemerken wir im Gesichtsfelde hier und da kleine helle Körperchen (Punkte). Diese Körperchen sind fast immer in schwingender Bewegung (Brown) begriffen; oft ist auch eine fortschreitende Bewegung längs des Lichtstrahls bemerkbar. Die letztere rührt von Wärmekonvektionsströmen her. Die Einschaltung des Wärmefilters P in den Strahlengang schließt die fortschreitende Bewegung der Körperchen fast völlig aus. Deshalb habe ich immer mit einem Wärmefilter gearbeitet, damit die beobachteten Erscheinungen durch diese Bewegungen nicht kompliziert wurden.

Die Aufnahmen 2, 3, 4, 5 der Tafel XXIV stellen die Bilder der Erscheinungen in einer wäßrigen Lösung $AgNO_3$, 0,01 normal dar. Die Aufnahme 2: mit dem Wärmefilter, Expositionsdauer 5 Min., Vergrößerung 25, Spaltbreite (Sp) 0,2 mm; hier ist nur eine kleine Anzahl heller Punkte sichtbar. Die Aufnahme 3: mit dem Wärmefilter, Expositionsdauer 1 Min., Vergrößerung 25, Spaltbreite 0,25 mm; es ist eine schwache, fortschreitende Bewegung der Körperchen sichtbar. Die Aufnahme 4: ohne Wärmefilter, Expositionsdauer 1 Min., Vergrößerung etwa 25; Spaltbreite 0,75 mm; eine fortschreitende Bewegung parallel dem Lichtstrahl ist deutlich erkennbar. Die Aufnahme 5: die nämlichen Bedingungen wie im letzten Falle, nur beträgt die Expositionsdauer jetzt 6 Min.; die fortschreitende Bewegung ist noch deutlicher ausgeprägt.

Der durch diese Aufnahmen erläuterte Zustand in der elektrolytischen Flüssigkeit ändert sich sehr auffallend, wenn man den Strom hindurchschickt. Um von dieser Veränderung eine Vorstellung zu geben, füge ich eines meiner Beobachtungsprotokolle hinzu. „Wäßrige Lösung $CuSO_4$, 0,01 normal, Kupfer-Elektroden, die freie Elektrodenoberfläche beträgt etwa 5 qmm, Potentialdifferenz 3,3 Volt, Stromstärke 0,2 Milliampere. Unmittelbar nach dem Schließen des Stromes bewegen sich die hellen Punkte zur negativen Elektrode [1]). Die Trajektorien dieser Bewegung sind ungefähr senkrecht zum Lichtkegel gerichtet und fallen anscheinend zusammen mit den Richtungen, in welchen die Stromlinien zwischen den Elektroden gehen müßten. Wird die Stromrichtung geändert, so kehrt

1) In den späteren Untersuchungen habe ich bei gewissen Bedingungen auch eine Bewegung nach zwei Richtungen beobachtet, in diesem Falle aber besaßen die Körperchen im Mittelteil des Raumes zwischen den Elektroden keine Bewegungen, die deutlich erkennbare Richtung hätten.

sich auch die Bewegungsrichtung um." „Wäßrige Lösung $AgNO_3$, 0,01 normal, silberne Elektroden, die freie Elektrodenoberfläche beträgt 0,4 qmm, die Potentialdifferenz 1,2 Volt, die Stromstärke etwa 0,2 Milliampere. Beim Schließen und Umkehren des Stromes wurden dieselben Erscheinungen wahrgenommen, wie in der $CuSO_4$-Lösung." „Die Anzahl der zwischen den Elektroden beobachtbaren Körperchen vergrößerte sich bedeutend, wenn der Strom einige Sekunden geschlossen war." Der Charakter der Trajektorien der beschriebenen Bewegung heller Körperchen ist auf den Aufnahmen 6 und 9 (Tafel XXIV) zu erkennen; man muß sich dabei denken, daß die freien Elektrodenoberflächen zu beiden Seiten des Lichtkegels und parallel zu ihm gelegen sind; eine kaum merkliche Spur einer derselben (+) ist auf der Aufnahme 6 sichtbar. Es ist leicht, auf den Aufnahmen das Resultat der Bewegung heller Punkte zu erkennen. Das sind nämlich die hellen Linien, welche den Lichtkegel in den Richtungen der Stromlinien schneiden. Die Aufnahmen 6 und 9 wurden gemacht während des Stromschlusses in einer $AgNO_3$-Lösung, 0,01 normal, bei etwa 25facher Vergrößerung, Expositionsdauer 1,5 Min., Stromstärke 1 Milliampere, die freie Elektrodenoberfläche 0,4 qmm.

Selbstverständlich entsteht daraus die Frage, was diese hellen Körperchen, welche beim Hindurchschicken eines Stromes in großer Anzahl auftreten, eigentlich sind. Man vermutet zunächst, daß diese hellen Körperchen fremde Beimischungen sind. (Staub oder andere Beimengungen.) Dieser letzten Auffassung widersprechen aber die Versuche, welche ich jetzt beschreiben will.

1. Wenn man aufmerksam die hellen Körperchen (z. B. in einer $AgNO_3$-Lösung) während des Stromdurchgangs beobachtet, so sieht man Körperchen (ähnlich denen, welche sich im Zwischenraum bewegen), die sich an der Kathode niedersetzen und dabei feine kristallinische Verzweigungen — Produkte der Elektrolyse — bilden.

2. Wie lange man auch den Strom durch den Elektrolyten hindurchschickt, es verkleinert sich die Anzahl der Teilchen nicht; im Gegenteil, sie wird unermeßlich viel größer im Vergleich zu der ursprünglich vorhandenen Anzahl. In der frischen Lösung würde dagegen, wenn die Körperchen Staub oder fremde Beimengungen wären, ihr Vorrat bald erschöpft und die Lösung optisch leer (dunkel) werden.

3. In den Nichtelektrolyten (z. B. Benzol) konnte ich bei denselben elektromotorischen Kräften (bis 10 Volt) kein Erscheinen von hellen Punkten und keine Bewegungen wahrnehmen, die den oben beschriebenen ähnlich wären.

4. Als eine allgemeine Regel kann man sagen, daß die beschriebenen regelmäßigen Bewegungen in der Richtung der Stromlinien nur dann stattfinden, wenn der Strom hindurchgeht. Falls die Körperchen Staub wären, müßten sie bei einer beliebigen elektromotorischen Kraft sich zu der nächsten Elektrode bewegen, auch wenn keine Elektrolyse stattfände.

5. Wenn wir voraussetzen, daß diese hellen Körperchen sich in einem gewissen Zusammenhang mit den bewegten Elektrizitätsträgern (Ionen) befinden, so müßten wir folgern, daß ihre Bewegung im Magnetfeld nach der Ampereschen Regel erfolgen wird. Von dieser Überlegung ausgehend habe ich unter dem Voltameter einen Elektromagnet befestigt, der ein genügend kräftiges Magnetfeld lieferte. Die Richtung der Kraftlinien dieses Feldes war ungefähr senkrecht zu den Stromlinien in der Schale. Das Resultat entsprach der Vermutung: war der Elektromagnet während des Stromdurchganges in der Schale erregt, so war eine Biegung der Trajektorien der hellen Punkte (in Übereinstimmung mit der Ampereschen Regel) sichtbar; diese Biegung trat unmittelbar nach der Erregung des Elektromagneten auf und verschwand sofort nach dem Entfernen des Magnetfeldes. Diese Biegungen sind auf den Aufnahmen 7 und 8 zu sehen, während die Aufnahmen 6 und 9 die Bahnen der hellen Punkte im Elektrolyten ohne Erregung des Magnetfeldes darstellen. Die Aufnahme 7 zeigt uns die Biegung der Trajektorien für den Fall, daß die Richtung der Kraftlinie des Magnetfeldes vom Leser zur Zeichnung, die Stromrichtung im Elektrolyten von der linken zur rechten Hand geht; die Aufnahme 8 ist erhalten bei derselben Stromrichtung in der Schale, aber bei einer entgegengesetztgerichteten Kraft des Magnetfeldes. Ich will noch hinzufügen, daß die Aufnahmen 6, 7, 8, 9 und 10 unmittelbar nacheinander gemacht sind; die Aufnahme 9 ist bei denselben Bedingungen wie 6 gemacht, nämlich mit dem Strom in der Schale ohne Magnetfeld; die Aufnahme 10 ohne Strom und ohne Magnetfeld.

6. Das eben Erwähnte gibt meines Erachtens eine genügende Veranlassung, die im Elektrolyten wahrgenommenen und mit den beschriebenen Eigenschaften behafteten hellen Punkte als Beweis für das Vorhandensein von Trägern der Elektrizität (Ionen) an diesen Stellen aufzufassen. Es genügt, bloß einmal mit Aufmerksamkeit den beschriebenen Erscheinungen zu folgen, um sich den Begriff zu bilden, daß die Vermutung eines Vorhandenseins von Staub oder etwaiger fremder Beimischungen hinfällig ist. Selbstverständlich finden sich zwischen diesen charakteristischen Körperchen auch in einer kleinen Menge die fremden Beimischungen (Staub, Produkte der

Beschmutzungen). Die letzteren unterscheiden sich aber so scharf von den ersteren ihrer Größe und ihrem Benehmen nach, daß man schon bei kleiner Übung die beiden leicht voneinander unterscheiden kann.

Ich möchte hier auch ein schönes Bild erwähnen, welches ich beim Hindurchschicken eines Wechselstromes durch den Elektrolyten beobachtet habe. Als Wechselstromgenerator habe ich einen kleinen Induktionsapparat angewandt, welcher bei mir im Laboratorium zur Untersuchung des Leitvermögens der Elektrolyte nach Kohlrausch dient. Um über dieses Bild einen Begriff zu geben, füge ich eine Notiz aus meinen Protokollen hinzu: „Wäßrige Lösung NO_3Ag. In der Schale kommt der Wechselstrom vom kleinen Induktionsapparat Nr. 143. Die beobachtete Erscheinung ist wunderschön. Die hellen Punkte schwanken in der Nähe der Elektroden, nähern und entfernen sich, bilden bei den Elektroden Anhäufungen und bewegen sich bienenartig, die einen stehen, wie in Gedanken vertieft, und stürzen plötzlich zu einer der Elektroden, die anderen schwanken auf der Stelle, als ob sie nicht wüßten, wofür sie sich entscheiden sollen." „Wäßrige Lösung $CuSO_4$. Beim Wechselstromdurchgang ist ein ähnliches, wenn nicht schöneres Bild, wie in $AgNO_3$ beobachtbar."

7. Wenn die Vermutung über die Existenz eines engen Zusammenhanges zwischen den hellen Punkten des Elektrolyten und den bewegten Elektrizitätsträgern (Ionen) richtig ist, so müssten die Geschwindigkeiten ihrer Bewegung beim Stromdurchgang von derselben Größenordnung wie die von Kohlrausch aus den Überführungszahlen und dem Leitvermögen der Elektrolyte ermittelten. Um diese Frage zu entscheiden, habe ich eine Reihe Bestimmungen der absoluten Geschwindigkeiten der hellen Körperchen während des Stromdurchganges gemacht.

Die Methode war eine sehr einfache: ich habe die Zeit bestimmt, in der ein fixierter heller Punkt eine gewisse Anzahl Teilstriche der Okularmikrometerskala passierte; aus der scheinbar zurückgelegten Länge wurde die wahre bestimmt, und aus dieser und der betreffenden Zeit wurde die wahre Geschwindigkeit der Bewegung ermittelt. Aus den in dieser Weise ermittelten Geschwindigkeitswerten wurden diejenigen für 1 $\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ Potentialgradient berechnet. Die erhaltenen Resultate waren von derselben Größenordnung wie die von Kohlrausch gefundenen Geschwindigkeiten.

Indem man also alles oben Erwähnte in Betracht zieht, kann man, meines Erachtens, als wahrscheinlich annehmen, daß die im Elektrolyten vorhandenen, mit den eben beschriebenen Eigenschaften behafteten hellen Körperchen in engem Zusammenhang mit den Ionen stehen, falls sie nicht mit den letzten oder mit Ionengruppen identisch sind. Man könnte dem gegenüber behaupten, daß alle oben beschriebenen Erscheinungen das Resultat der unsichtbaren Ionenbewegung darstellen, wobei die hellen Körperchen fremde Beimengungen sind, welche durch die Ionenbewegung fortgeführt werden und deshalb mit ihnen zugleich sich bewegen. (Die Vorstellung, ein Ion zu sehen, ist anscheinend nicht wahrscheinlich.) Aber, falls man auch die Deutung der beschriebenen Erscheinungen in dieser Weise beschränken müßte, so haben wir auch noch in diesem Falle schon eine neue Methode für die Untersuchung der Elektrolyte gefunden, eine Methode, welche neue Resultate für das Verständnis der Erscheinungen geben kann. Gegen diesen Einwand sprechen zwei Umstände: wenn wir ihn gelten lassen, so können wir uns nicht erklären, 1. warum sich nach dem Stromschluß die Anzahl der hellen Punkte vergrößert (vgl. z. B. Aufnahme 2 und 10) und 2. warum die Größe der Ionengeschwindigkeit durch das Mitschleppen fremder Beimengungen nicht in starker Weise beeinflußt wird.

8. Es gelang mir außerdem manche Erscheinungen wahrzunehmen, welche anscheinend für die Möglichkeit sprechen, daß die beschriebenen hellen Körperchen in einem Zusammenhange mit den Ionen stehen. Da ich die Er-

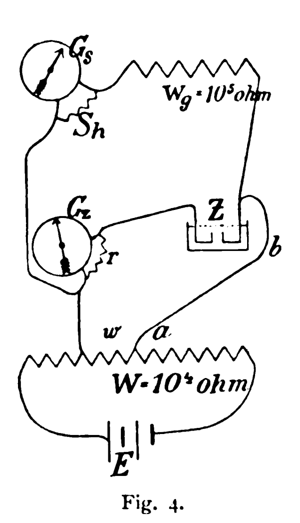


Fig. 4.

scheinungen, welche bei einer Potentialdifferenz der „Zersetzungsspannung" (Le Blanc) oder einer höheren stattfinden, untersuchen wollte, so hatte ich den Zustand des Elektrolyten beobachtet, wenn ich die Potentialdifferenz im Voltameter allmählich vergrößerte. Ich habe dabei erwartet, bei Erreichung der Zersetzungsspannung eines der Elektrolyte (des Wassers

oder des Salzes) gewisse Phänomene im Elektrolyten, welche man vielleicht mittels des Ultramikroskops wahrnehmen wird, zu beobachten. Die Anordnung schildert uns die Fig. 4: E = Akkumulatorenbatterie (bis 8 Volt), durch einen Widerstand von zehntausend Ohm geschlossen; an zwei Punkten des Widerstandes W war die elektrolytische Zelle Z angeschlossen. Das Zeigergalvanometer G_z (Empfindlichkeit etwa 4×10^{-7} Amp. pro Skalenteil) diente als Strommesser, das Spiegelgalvanometer G_s (Empfindlichkeit $6,2 \times 10^{-10}$ Amp. pro Skalenteil) maß die Potentialdifferenz der Elektroden; als Shunt zum Galvanometer G_s war ein Widerstand von 10^5 Ohm eingeschaltet. S_k und r sind die passend gewählten Nebenschlüsse der Galvanometer. Um die elektromotorische Kraft der Polarisation zu bestimmen, wurden die Ablenkungen des Galvanometers G_s gemessen bei einem passend gewählten Shunt und ausgeschalteten Zweige. Von den erhaltenen Resultaten führe ich nur einige an.

Eine wäßrige Lösung $AgNO_3$, 0,01 normal, Elektroden aus chemisch reinem Silber, die freie Elektrodenoberfläche etwa 0,4 qmm, die Entfernung der Elektrodenenden 1,5 mm, Objektiv B, Kompensationsokulare 2, 4, 8, 18. Vor dem Stromschluß in der Schale sieht man im Gesichtsfelde, bei einer Spaltbreite S_p (Fig. 1) von 0,05 mm, nur wenige helle Punkte. Nach dem Einschalten des Stromes, bei einer Potentialdifferenz bis zu 1 Volt, sieht man eine deutliche einseitige Bewegung heller Punkte zur negativen Elektrode; die Anzahl der hellen Punkte bei derselben Spaltbreite vergrößert sich bedeutend nach dem Stromschluß; diese Punkte sind ziemlich gleichmäßig im Elektrodenzwischenraum verteilt. Bei einer bestimmten Potentialdifferenz, die wir als „kritische" bezeichnen wollen, ändert sich das Bild sehr stark: bei der Kathode, fast unmittelbar nach dem Stromschluß (nach einer oder zwei Sekunden), erscheinen in kolossaler Anzahl (bis 10 auf 0,001 qmm) feine helle Körperchen. Infolge einer vielfachen Beobachtung dieser Erscheinung habe ich den Eindruck gewonnen, daß die zahlreichen Körperchen nicht von irgendwo herkommen, sondern plötzlich in der Nähe der Elektrode entstehen. Die Gesamtheit dieser Körperchen bildet eine dünne dichte Schicht (im Durchschnitt mit der Ebene des Gesichtsfeldes eine enge Zone), parallel der Elektrodenoberfläche und um 0,05—0,08 mm von ihr entfernt. Im Gebiete dieser Schicht führen die Körperchen lebhafteste Vibrationsbewegungen aus; wir sehen hier eine Art Schlacht der Körperchen untereinander. Im Raum zwischen der Elektrodenoberfläche und der ihr zugewandten Grenze der dichten Körperchenschicht sieht man dagegen keinen einzigen hellen Punkt. Dieser leere Zwischenraum bleibt unverändert bei einer Potentialdifferenz, die höher als die kritische ist und erinnert auffallenderweise an den Kathodendunkelraum in den Geißlerröhren. Wir wollen also auch nur diesen dunklen leeren Raum als „Kathodendunkelraum" bezeichnen.

In dem Raume zwischen der Kathodenschicht der Körperchen und der Oberfläche der Anode ist die Anzahl der hellen Punkte erheblich kleiner, als in der Kathodenschicht, sie sind ziemlich gleichmäßig in diesem Raume verteilt und haben anscheinend eine zweiseitige Bewegung: die einen bewegen sich zur Anode, die anderen aber zur Kathode. Die Fig. 5 schildert uns schematisch dieses Bild. Eine Vorstellung von der Lage der Kathodenschicht gibt die Aufnahme 11 auf Tafel XXIV, wo der rechte helle Streifen die Kathode darstellt; links von der Kathode, parallel ihrer Oberfläche, kann man die Granulation der Kathodenschicht erkennen.

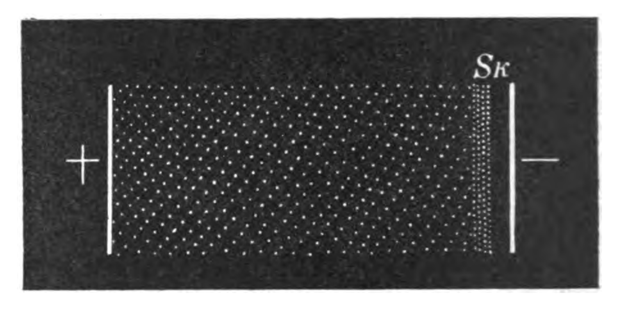


Fig. 5.

Um die Größe der eben erwähnten „kritischen" Potentialdifferenz zu ermitteln, bei der diese Kathodenschicht der Körperchen vorhanden ist, habe ich die Potentialdifferenz der Elektroden sukzessive vergrößert und darauf verkleinert und notierte 1. die maximale Potentialdifferenz E, bei der die charakteristische Kathodenschicht noch nicht eintritt, und 2. die minimale Potentialdifferenz E', bei der noch diese Schicht deutlich erkennbar war. Die erhaltenen Resultate sind auf der Tabelle I zusammengestellt,

Tabelle I.

Wäßrige Lösung $AgNO_3$, 0,01 normal. Die freie Elektrodenoberfläche 0,4 qmm. Die Entfernung der Elektroden 1,5 mm. Die Elektroden sind aus chemisch reinem Silber gemacht.

E-Volt	E_p-Volt	$E-E_p$	E'-Volt	E'_p-V.	$E'-E'_p$
1,032	0,038	0,994	1,064	0,042	1,022
0,995	0,051	0,944	1,050	0,070	0,980
1,020	0,077	0,943	1,092	0,050	1,042
1,073	0,081	0,992	1,082	0,038	1,044
0,991	0,000	0,991	1,119	0,081	1,038
1,088	0,047	1,041	1,197	0,067	1,130
1,010	0,000	1,010	1,135	0,047	1,080
	Mittel	0,988 V.		Mittel	1,049 V.

wobei E_p und E' die elektromotorischen Kräfte der Polarisation bedeuten, welche unmittelbar nach der Messung von E und E' bestimmt wurden.

Auf Grund dieser Resultate können wir die Größe der „kritischen" Potentialdifferenz

$$E_k = \frac{0{,}988 + 1{,}049}{2} = 1{,}019 \text{ Volt}$$

setzen. Wir wollen hier noch bemerken, daß während dieser Untersuchungen die Stromdichte zwischen 30 bis 70 Milliampere pro 1 qcm betrug.

Ich wollte noch die Frage entscheiden, ob die Größe der „kritischen" Potentialdifferenz von der Größe der freien Elektrodenoberflächen abhängig war. Deshalb habe ich diese Messungen wiederholt bei einer Größe derselben von 2 qmm und 18 qmm. Die erhaltenen Resultate sind aus den Tabellen II und III ersichtlich.

Tabelle II.

Die freie Elektrodenoberfläche etwa 2 qmm.	
$E - E_p$	$E' - E'_p$
0,995	0,995
1,026	1,011
0,995	1,042
1,026	1,026
1,010	1,041
1,010	1,024

$E_k = 1{,}017$

Tabelle III.

Die freie Elektrodenoberfläche etwa 18 qmm	
$E - E_p$	$E' - E'_p$
0,933	1,008
1,026	1,120
0,980	1,064 Mittel

$E_k = 1{,}022$ Volt

Aus den Tabellen I, II und III erhellt, daß die Größe der „kritischen" Potentialdifferenz für die wäßrige $AgNO_3$-Lösung, 0,01 normal, von den Dimensionen der freien Elektrodenoberflächen unabhängig ist.

9. Danach habe ich die Erscheinungen untersucht, die beim Stromdurchgang durch eine kolloidale Silberlösung und durch das destillierte Wasser bei silbernen Elektroden stattfinden. Die kolloidale Silberlösung wurde mir in liebenswürdiger Weise von Herrn P. J. Cholodny zur Verfügung gestellt, wofür ich ihm an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank sage. Als destilliertes Wasser benutzte ich in der üblichen Weise für Laboratoriumsbedarf hergestellte Wasser. Bei der Untersuchung dieser Flüssigkeiten mittels der oben erwähnten Methode hat sich herausgestellt, daß auch hier bei einer bestimmten Potentialdifferenz die charakteristische dichte Schicht der hellen Punkte, ähnlich wie in einer $AgNO_3$-Lösung, sich beobachten läßt. In diesem Falle aber befindet sich diese Schicht dicht an der Anode. Die kritische Potentialdifferenz, deren Größe aus der Tafel IV ersichtlich ist, wurde in derselben Weise gemessen.

Tabelle IV.

Destilliertes Wasser. Silberne Elektroden; die freie Elektrodenoberfläche etwa 18 qmm, deren Entfernung 1,5 mm.

$E - E_p$	0,993	0,991	0,973	Mittel 0,986,
$E' - E'_p$	1,023	1,019	1,021	Mittel 1,021

$E_k = 1{,}004$ Volt.

Für die kolloidale Silberlösung habe ich als die Größe der kritischen Potentialdifferenz etwa 1 Volt ermittelt. Hier finden aber gewisse, die Erscheinung komplizierende Phänomene statt. Da ich diese näher zu studieren gedenke, füge ich einstweilen die ausführlichen Resultate darüber nicht an.

10. Nachdem ich die Größe der kritischen Potentialdifferenz beim $AgNO_3$ und Wasser (mit Silberelektroden) ermittelt hatte, untersuchte ich dieselbe Erscheinung auch in manchen anderen Fällen. Als Beispiel füge ich die gemessenen Größen bei einer wäßrigen Lösung von $CuSO_4$, 0,01 normal, mit Kupferelektroden und beim destillierten Wasser mit Kupfer- und Platinelektroden (Tabelle V, VI und VII) an. Es zeigte sich auch hier, daß die dichte Schicht heller Punkte in der $CuSO_4$-Lösung neben der Kathode zustande kommt, und von der letzteren durch einen Kathodendunkelraum getrennt ist; dagegen befindet sich im Wasser die charakteristische Schicht an der Anode und zwar dicht an deren Oberfläche, zugleich mit dieser positiven Schicht ist manchmal eine andere Kathode wahrnehmbar. In diesem Falle ist diese Schicht wiederum durch einen Kathodendunkelraum von der Kathode getrennt.

Tabelle V.

Wäßrige $CuSO_4$-Lösung, 0,01 normal, Kupferelektroden aus dem käuflichen roten Kupfer hergestellt, die freie Elektrodenoberfläche etwa 35 qmm, Elektrodenabstand 1,5 mm.

$E - E_p$	1,031	1,019	1,038	Mittel 1,029	Charakteristische dichte Kathodenschicht.
$E' - E'_p$	1,310	1,240	—	„ 1,275	

$E_k = 1{,}152$ Volt.

Für die aus elektrolytischem Kupfer hergestellten Elektroden habe ich unter denselben Bedingungen ($CuSO_4$) 1,143 Volt als Größe der Potentialdifferenz ermittelt.

Tabelle VI.

Destilliertes Wasser. Kupferelektroden aus dem käuflichen roten Kupfer hergestellt. Freie Elektrodenoberfläche etwa 35 qmm. Deren Abstand 1,5 mm.

$E - E_p$	1,167	1,167	Mittel	1,167	Charakteristische dichte Schicht bei der Anode.
$E' - E'_p$	1,182	1,167	„	1,175	

$E_k = 1,171$ Volt.

Tabelle VII.

Destilliertes Wasser, Polierte Platinelektroden. Freie Oberfläche etwa 11 qmm, deren Abstand 1,5 mm.

$E - E_p$	1,753	1,768	1,729	1,727	1,757	1,794	1,730	Mittel	1,741	Charakteristische Anodenschicht.
$E' - E'_p$	1,806	1,810	1,803	1,798	1,803	1,798	1,757	„	1,769	

$E_k = 1,769$ Volt.

war in manchen Fällen sehr lange stabil (einmal habe ich sie eine Stunde lang beobachtet). In manchen Fällen blieb sie etwa 30 Minuten auf einer Stelle stehen und es gelang mir (in drei Fällen), ihre Lage zwischen den Elektroden zu bestimmen. Diese Zwischenschicht teilt nämlich den Elektrodenraum im Verhältnis 6 : 11.

Die Dichte der Verteilung dieser Punkte

Die Vergleichung der von mir erhaltenen Größen der kritischen Potentialdifferenz mit den Werten von Le Blanc[1]) für die Zersetzungsspannung bei denselben Elektrolyten gestattet interessante Folgerungen zu ziehen, welche ich in einer späteren Mitteilung zu behandeln beabsichtige. An dieser Stelle ist noch zu erwähnen, daß die charakteristischen Schichten ziemlich rasch, in 1—2 Minuten, beim Stromausschalten verschwinden, und die Verteilung der hellen Punkte im Elektrodenzwischenraum ziemlich gleichmäßig wird. Wenn man den polarisierenden Strom ausschaltet und die Schale in sich selbst kurz schließt, so sieht man, daß der Polarisationsstrom zugleich mit dem Verschwinden der dichten Schicht und gleichmäßigem Verteilen der hellen Punkte aufhört. Dieser Umstand befindet sich anscheinend im Einklang mit Ostwalds Auffassung vom Wesen der Polarisation.

11. Ich will jetzt noch eine Erscheinung beschreiben, die ich bei der Elektrolyse im destillierten Wasser beobachtet habe. Bei einer Potentialdifferenz, welche größer als die kritische ist (1,200—1,300 Volt) entstehen dicht an der Anode unzählige helle Punkte (S_a, schem. Fig. 6), ganz ähnliche Punkte entstehen auch weiter von der Anode, deren Dichte sich aber mit der Vergrößerung der Entfernung von der Anode verkleinert. Weiter (von Anode zur Kathode das Auge bewegend) sieht man zwischen den Elektroden eine enge dichte Schicht, welche aus einer kolossalen Anzahl heller Punkte besteht (S_z, schem. Fig. 6). Die Vibrationsbewegung dieser hellen Punkte ist so groß, daß man von einer bevorzugten Richtung dieser Bewegung nicht reden kann. Von dieser Zwischenraumschicht bewegen sich die Punkte anscheinend zu beiden Elektroden, doch kann ich das letztere mit voller Sicherheit nicht behaupten, weil diese Bewegung nicht scharf genug ausgeprägt ist. Diese Zwischenschicht

1) Le Blanc, Zeitschr. f. phys. Chem. 8, 299, 1891; 12, 323, 1893.

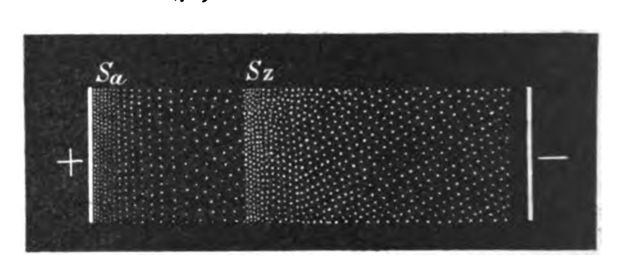


Fig. 6.

verkleinert sich allmählich von der Zwischenschicht zur Kathode; von der Zwischenschicht zur Anode aber sehr scharf, als ob hier ein sekundärer Kathodendunkelraum vorhanden wäre. Man kann sich deshalb diese Zwischenschicht als ein sekundäres Elektrodenpaar vorstellen.

Manchmal, und zwar ziemlich oft, war auch die charakteristische Kathodenschicht mit dem Kathodendunkelraum sichtbar.

Die Aufnahme No. 12 und 13 auf Tafel XXV gibt uns einen Begriff über die Lage der Zwischenschicht (Vergrößerung etwa 50); die schwache kurze mit (+) bezeichnete Linie zeigt uns die Anodenoberfläche, die in der Wirklichkeit parallel mit der ganzen Zwischenschicht verläuft, wobei letztere wie eine lange helle Zone aussieht. Auf der Aufnahme sind die einzelnen Punkte nicht sichtbar, weil bei einer langen (etwa 1 Minute betragenden) Expositionsdauer und infolge der Vibrationsbewegungen die Platte kontinuierlich belichtet wurde. Diese letztere Aufnahme unterscheidet sich scharf von den Aufnahmen 2, 3, 4 und 5; diese lassen deutlich den Schnitt des Lichtkegels mit der Ebene des Gesichtsfeldes erkennen. Das weist darauf hin, daß die hellen Körperchen des Elektrolyten in diesen Fällen gleichmäßig verteilt waren. Dagegen stellt die Aufnahme 11 uns eine scharfe Zone dar, die von parallelen Linien begrenzt ist und bedeutend enger ist als der engste Teil des Lichtkegels. Das ist also ein Beweis dafür, daß die Dichte der hellen Punkte des Elektrolyten in der

Schicht und neben ihr bedeutend verschieden ist. Die Expositionsdauer hat sich als nicht ausreichend erwiesen, um die hellen Punkte der „negativen" Seite des Elektrodenraumes zu reproduzieren, auf der Seite der Anode sind keine Punkte auf einer gewissen Strecke vorhanden, wie das schon früher erwähnt wurde.

Die Aufnahme 13 auf Tafel XXV reproduziert die Lage und die Form der Zwischenschicht, wie sie 10 Min. nach der Exposition der Platte No. 11 aussah: es hat sich in dieser Zeit eine Gasblase neben der Anode gebildet, infolgedessen hat sich die Zwischenschicht gebogen und das eine ihrer Enden ist zerflossen.

12. Als ich die beschriebene Erscheinung bemerkte, entstand bei mir natürlicherweise die Frage, ob nicht diese charakteristische Anordnung der Zwischenschicht relativ zu den Elektrodenoberflächen ein Zufall ist und und ob nicht auch die Schicht selbst eine reine zufällige Erscheinung ist, die nur im Elektrolyten $Cu|H_2O|Cu$ beobachtet werden kann.

Eine Antwort auf diese Frage habe ich bei der Beobachtung der folgenden Elektrolyte gefunden: $Bi|H_2O|Bi$, $Zn|H_2O|Zn$, $Cd|H_2O|Cd$, $Pb|H_2O|Pb$. In allen diesen Zellen habe ich bei entsprechenden elektromotorischen Kräften die Anwesenheit von Zwischenschichten gefunden, analog der Schicht des Elektrolyten $Cu|H_2O|Cu$ und in derselben Lage relativ zu den Elektrodenoberflächen. Frappierend deutlich und schön ist diese Schicht in der Zelle $Pb|H_2O|Pb$; die hier beobachteten Erscheinungen sollen deswegen besonders beschrieben werden.

Zur Herstellung der Zelle wurde destilliertes Wasser genommen und Elektroden aus käuflichem Blei eingesetzt und so isoliert, wie es am Anfang der Mitteilung beschrieben wurde.

Sofort nach dem Eintauchen der Elektroden in das Wasser erschien neben der freien Oberfläche einer jeden eine Menge heller Körperchen, die unter dem Ultramikroskop deutlich sichtbar waren. Die Anzahl dieser Körperchen wurde mit der Zeit immer größer, und das Gebiet ihrer Verbreitung erweiterte sich allmählich so lange, bis sie endlich im Verlauf einiger Stunden den ganzen Raum zwischen den Elektroden ausfüllten. Diese Körperchen entstammen zweifellos den Bleielektroden, wovon man sich leicht überzeugen konnte, indem man auch die freien Elektrodenoberflächen mit einer sehr feinen Schicht etwa reinen Paraffins bedeckte: in einem solchen Falle erschienen an den Elektrodenoberflächen keine hellen Körperchen und das Gesichtsfeld blieb fast ebenso leer, wie vor dem Eintauchen der Elektroden in das Wasser.

Beim Durchschicken eines Stromes durch eine solche Zelle (wobei die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden eine gewisse Grenze übersteigen muß, die vom Abstand der Elektroden abhängig ist) wird folgende Erscheinung beobachtet: von der Anode des Elektrodenpaares gehen in den Zwischenraum helle Körperchen weg; die Körperchen, die sich neben der Elektrode befanden, welche zur Kathode geworden ist, sammeln sich bei ihr und lagern sich darauf ab; im Raum zwischen den Elektroden ist folgendes Bild zu beobachten: in einiger Entfernung von der positiven Elektrode bemerkt man eine schmale Schicht von helleuchtenden und verhältnismäßig großen Körperchen; der Beobachter erhält den Eindruck, als ob die Körperchen, die in den Bereich dieser Schicht geraten, hell aufleuchteten, als ob sie sich entzündeten. Nicht selten konnte ich diese Schicht in Form einer fast geraden Kette helleuchtender Körperchen beobachten; überhaupt schlängelt sie sich, sich leicht krümmend, parallel der Oberfläche der Elektroden hin, in einem bestimmten Verhältnisse den Raum zwischen ihnen teilend. In der Entfernung 0,02—0,04 mm von dieser schmalen Schicht beginnt ein breiterer Streifen von kleinsten und zartesten Körperchen, die sich der Farbe nach, nach ihrer scheinbaren Größe und bedeutenden Verteilungsdichtigkeit von den Körperchen der schmalen Schicht scharf unterscheiden. Der Zwischenraum zwischen dem Rand der schmalen Schicht und des breiten Streifens (0,02—0,04 mm breit) ist frei von hellen Körperchen, wenn nur die elektromotorische Kraft um eine unbedeutende Größe diejenige Minimale übertrifft, bei welcher entsprechend der Elektrodenentfernung zuerst die Erscheinung der beschriebenen Streifen und der Schicht beobachtet wird; bei Vergrößerung der elektromotorischen Kraft verliert die schmale Schicht ihre Geradlinigkeit, die Körperchen aus ihr dringen stellenweise in den Streifen kleiner Körperchen hinein und die Erscheinung verliert überhaupt ihren ruhigen Charakter. Die Enden der Schicht biegen gewöhnlich an den Ecken der positiven Elektrode um; dies scheint darauf hinzudeuten, daß die Oberfläche der Schicht eine äquipotentiale Oberfläche darstellt.

Die photographische Aufnahme 14 auf Tafel XXV gibt das beschriebene Bild der Anordnung der Schicht der großen und des Streifens der kleinen Körperchen wieder: hier stellt der äußerste linke helle Streifen die Oberfläche der positiven Elektrode dar, der zweite rechts die schmale Schicht der großen Körperchen und der dritte breitere den Anfang des Streifens der kleinen Körperchen. In der schmalen Schicht kann man sogar auf der Aufnahme einzelne Körperchen unterscheiden. Der breite Streifen ist nicht frei von einzelnen Kernen. Erstens sind, wie oben gesagt, die Körperchen sehr dicht verteilt, zweitens befinden sie sich im Zustande vibrierender und

fortschreitender Bewegungen und es gelingt ihnen deswegen während der Expositionszeit in dem ganzen dem Streifen entsprechenden Raum auf das Negativ photographisch einzuwirken.

Es hat sich also selbst auf der photographischen Aufnahme der typische Unterschied im Charakter, der die schmale Zwischenschicht und den Zwischenstreifen bildender Körperchen in der Zelle $Pb\,H_2O\,Pb$ gezeigt.

Da der dunkle Raum zwischen der Schicht und dem Streifen ersichtlich die Grenze zwischen zwei Gebieten bildet, die im physikalischen Sinne, dem Charakter der darin stattfindenden Erscheinungen nach, verschieden sind, so hielt ich es für notwendig, die Lage dieser Grenze zu bestimmen. In den unten angeführten Tabellen sind die Entfernungen ihrer Mitte von der positiven und negativen Elektrode angegeben. Dieselben Zahlen bestimmen auch die Lage der zueinander gewendeten Ränder der Schicht und des Streifens mit der Genauigkeit bis 0,01—0,03 mm. Bei den Messungen wurde die mittlere Netzteilung des Okularmikrometers Nr. 4 in die Mitte des Raumes zwischen der Grenze des Streifens und der Schicht gestellt, an verschiedenen Stellen die Schichtlänge bestimmt und zu verschiedenen Zeiten vom Anfang des Stromschlusses gerechnet. Die Messungen wurden nach der Skala des beweglichen Tischchens des Mikroskops mit Genauigkeit von 0,05 mm ausgeführt. In der Tabelle VIII sind angeführt: in der ersten Spalte die Zeitabstände (in Minuten); die von dem Stromschlusse bis zum Moment der Beobachtung verflossen, in der zweiten und dritten die beobachteten Entfernungen d und d' entsprechend von der positiven und von der negativen Elektrode, in der vierten die Potentialdifferenzen E zwischen den Elektroden der Küvette und unten die elektromotorischen Kräfte der Polarisation E_p der Küvette, bestimmt nach dem Schluß jeder Beobachtungsserie.

Aus allen 7 Beobachtungsreihen erhält man den Mittelwert $\frac{d}{d'} = \frac{11}{21}$, der der Größe nach dem Verhältnis der Geschwindigkeiten von OH- und H-Ionen $\left(\frac{18}{33}\right)$, berechnet von F. Kohlrausch, sehr nahesteht.

Dieser Umstand berechtigt uns mit genügender Sicherheit zur Annahme, daß die Bildung und Anordnung im Raum zwischen den Elektroden der Schicht der größeren Körperchen, des Streifens der kleineren und des dunklen Raumes dazwischen mit den Ionenbewegungen zwischen den Elektroden eng verknüpft ist.

Angesichts der prinzipiellen Wichtigkeit dieser Erscheinung sind die photographischen Aufnahmen 15, 16, 17 und 18 (Tafel XXV) beigefügt, bei welchen es mir gelungen ist, die Schicht, den Streifen und die Oberflächen beider Elektroden zu erhalten. In meiner nächsten Mitteilung werde ich ausführlich die Ausführungsweise solcher Aufnahmen beschreiben. Auf diesen Aufnahmen kann der Leser selbst die Lagebestimmungen der Grenze zwischen der Schicht und dem Streifen im Verhältnis zu den Oberflächen der Elektroden ausführen. Die Elektrodenoberflächen stellen die zueinander gerichteten Grenzen der äußersten rechten und linken hellen Streifen dar, bezeichnet durch — — und — —. Die Aufnahme 15 stellt die schmale Zwischenschicht der größeren Körperchen und den Anfang des Streifens der kleinen dar, in der Zelle $Pb\,H_2O\,Pb$ bei der Entfernung der Elektroden = 0,5 mm; die Aufnahmen 16, 17, 18 stellen dieselbe Erscheinung dar bei Elektrodenentfernung entsprechend = 0,6, 0,6 und 0,7 mm, die Vergrößerung ist in allen Fällen ungefähr = 43. Die Aufnahme 17 ist bei einer elektromotorischen Kraft erhalten worden, welche die Grenzkraft bedeutend übertrifft; die Schicht ist hier sehr gekrümmt, in Wirklichkeit war sie ausnehmend schön, aber auch für diese habe ich bei der Messung der Entfernung der Grenze zwischen der Schicht und dem Streifen von den Elektroden in zehn gleich entfernten Punkten das Verhältnis $\frac{d}{d'}$, im Mittel $= \frac{4}{9}$ erhalten.

13. Zum Schluß möchte ich noch eine wunderschöne Erscheinung beschreiben, die während der Elektrolyse der wäßrigen $CuSO_4$-Lösung (0,01 normal) bei einer größeren, als der kritischen, Potentialdifferenz auftritt. Nach dem Schließen des Stroms bildet sich auf der Kathode eine helle bläuliche Begrenzung, die aus feinsten Körperchen besteht, welche das Produkt der Elektrolyse sind.

Längs der oberflächlichen Begrenzung dieser (der Lösung zugewandt) befindet sich die Kathodenschicht durch den Kathodendunkelraum von ihrer Grenzschicht getrennt. Die Körperchen der Kathodenschicht sind, wie das schon oben erwähnt wurde, in schnellen unregelmäßigen Vibrationsbewegungen begriffen. Es scheint mir unzweifelhaft, daß die Körperchen von der Kathodenschicht zur Grenzschicht überwandern, es gelingt aber kein einziges während seines Durchganges durch den Dunkelraum zu beobachten. Unwillkürlich denkt man deshalb, daß diese Körperchen (falls man sie ganz mit den Ionen identifizieren darf) an der Grenze des Kathodendunkelraumes ihre Ladungen abgeben und seit dem Momente und deshalb sichtbar zu sein aufhören. Der allmähliche Zuwachs der Grenzschicht bedingt

Tabelle VIII.

Entfernung zwischen den Elektroden = 0,5 mm

t	*d*	*d'*	*E*-Volt
15'	—	—	0,323
18'	0,15	0,35	
20'	0,20	0,30	
22'	0,20	0,30	
24'	0,20	0,30	
26'	0,20	0,30	
28'	0,15	0,35	
30'	0,15	0,35	
32'	0,20	0,30	
34'	0,15	0,35	
36'	0,15	0,35	
52'	—	—	0,332
54'	—	—	$E_p = 0{,}007$
Mittel:	**0,175**	**0,325**	

Entfernung zwischen den Elektroden = 1 mm

t	*d*	*d'*	*E*-Volt
10'	0,40	0,60	
11'	—	—	0,453
14'	0,35	0,65	
18'	0,30	0,70	
19'	Schicht verwaschen		
Mittel:	**0,35**	**0,65**	
Strom umgeschaltet			
2'	0,40	0,60	0,450
4'	0,40	0,60	
5'	0,40	0,60	
5,5'	0,35	0,65	
6'	0,30	0,70	
6,5'	0,30	0,70	
7'	0,35	0,65	
8'	0,35	0,65	
10'	0,30	0,70	
12'	0,30	0,70	0,443
14'	—	—	$E_p = 0{,}019$
Mittel:	**0,345**	**0,65**	

Entfernung zwischen den Elektroden = 1,5 mm

t	*d*	*d'*	*E*-Volt
23'	0,45	1,05	0,650
27'	0,55	0,95	
32'	0,55	0,95	0,651
35'	0,55	0,95	
47'	0,55	0,95	
55'	0,45	1,05	0,637
56'	0,50	1,00	
58'	0,50	1,00	
59'	0,55	0,95	
61'	0,55	0,95	0,651
62'	—	—	$E_p = 0{,}015$
Mittel:	**0,52**	**0,98**	

Entfernung zwischen den Elektroden = 1,5 mm

t	*d*	*d'*	*E*-Volt
2'	—	—	0,651
9'	0,55	0,95	
10'	0,55	0,95	
13'	0,45	1,05	
15'	0,50	1,00	
18'	—	—	0,650
19'	0,50	1,00	
20'	0,45	1,05	
21'	0,55	0,95	
22'	0,55	0,95	
24'	0,55	0,95	
27'	0,50	1,00	
42'	0,50	1,00	
50'	—	—	0,652
51'	0,60	0,90	
58'	0,60	0,90	
67'	0,55	0,95	
69'	0,55	0,95	
71'	—	—	0,654
72'	—	—	$E_p = 0{,}015$
Mittel:	**0,53**	**0,97**	

Entfernung zwischen den Elektroden = 2 mm

t	*d*	*d'*	*E*-Volt
18'	—	—	1,047
20'	0,65	1,35	
22'	0,65	1,35	
23'	0,65	1,35	
24'	0,60	1,40	
25'	—	—	1,055
27'	0,70	1,30	
28'	0,60	1,40	
29'	0,80	1,20	
30'	0,75	1,25	
31'	0,65	1,35	
32'	—	—	1,055
35'	—	—	$E_p = 0{,}043$
Mittel:	**0,67**	**1,33**	

Entfernung zwischen den Elektroden = 2 mm

t	*d*	*d'*	*E*-Volt
4'	—	—	0,940
5'	0,70	1,20	
6'	0,65	1,35	
7'	0,60	1,40	
8'	0,50	1,50	
9'	0,55	1,45	
10'	0,80	1,20	
11'	0,50	1,50	
12'	0,80	1,20	
13'	0,80	1,20	
15'	—	—	$E_p = 0{,}060$
Mittel:	**0,655**	**1,345**	

eine entsprechende Verschiebung der Kathodenschicht und des Dunkelraumes. Die äußere Grenze der Grenzschicht erstreckt sich meistenteils parallel zu der Elektrodenoberfläche. Manchmal aber bildet die äußere Begrenzung der Grenzschicht wunderschöne und regelmäßige Ornamente; in diesen Fällen folgt die Kathodenschicht und der Kathodendunkelraum den Biegungen der Begrenzung der Grenzschicht. Die schematischen Fig. 7, 8, 9 und 10, welche von mir nach der Natur gemacht sind, können von der Erscheinung einen Begriff geben.

Während eines meiner Versuche hatte die Grenzschicht anfänglich das Aussehen, das auf

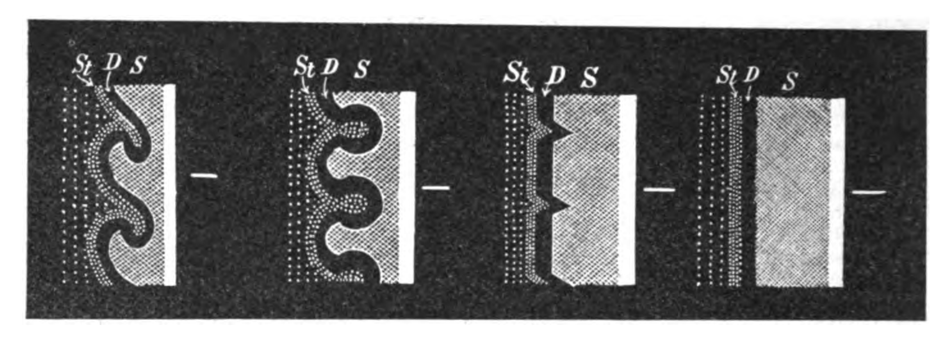


Fig. 7. Fig. 8. Fig. 9. Fig. 10.

der Fig. 7 dargestellt ist; *S* bedeutet hier die Grenzschicht, *D* den Kathodendunkelraum, *St* die Kathodenschicht, die helle Zone — die Oberfläche der Kathode. Die eben beschriebene Form (Fig. 7) hat ziemlich schnell ihren Platz mit der in der Fig. 8 gezeichneten vertauscht. Von dieser letzteren ging sie über in die Form der Fig. 9.

Infolge der Beweglichkeit der Erscheinung ist es sehr schwer, vollkommen gute Aufnahmen davon zu machen; einen gewissen aber ungenügenden Begriff kann die Aufnahme 19 (Tafel XXV) geben. Die letztere entspricht der Übergangsform zwischen Fig. 7 und 8, die kurze helle Linie bedeutet einen Teil der Kathodenoberfläche; auf der Aufnahme sind die Teile von vier Wirbeln der Kathodenschicht (unten links) sichtbar, der schwache Streifen stellt den Rand der Kathode dar. Die Aufnahme 20 (Tafel XXV) stellt einen fast geradlinigen Kathodenrand dar (der rechte breite Streifen), mit einer parallelen Kathodenschicht, das zarte Streifchen an der linken Seite der Aufnahme No. 21 stellt den Kathodenrand dar, gebaut in weichen Festonen (der rechte Teil der Aufnahme) mit einer sich längs des Randes hinschlängelnden Kathodenschicht. Da die Kante etwas schräg aufgenommen ist, so ist nicht nur der horizontale Schnitt, sondern auch die zum Elektrolyten gerichtete Seitenoberfläche zu sehen.

Damit will ich meine vorläufige Mitteilung schließen. Ich habe nur meine tatsächlichen Resultate auseinander gesetzt, da ich endgültige theoretische Schlüsse zu machen als verfrüht betrachte. Doch scheint es mir auf Grund der hinzugefügten Resultate berechtigt zu sein, mit genügender Sicherheit folgendes auszusagen:

1. Die hellen mit den beschriebenen Eigenschaften behafteten Körperchen des Elektrolyten sind keine fremden Beimischungen, sondern ein Bestandteil des Elektrolyten.

2. Die charakteristischen Erscheinungen, die man im Elektrolyten mit einem Ultramikroskop bei der Zersetzungsspannung beobachtet, gestatten diese Spannung leicht zu bestimmen.

3. Das Ultramikroskop bietet dem Forscher eine neue Methode, um die Elektrolyte unmittelbar zu untersuchen.

Die Resultate dieser Untersuchung habe ich mitgeteilt in den Sitzungen der Physikalisch-mathematischen Gesellschaft zu Kiew am 5. und 26. November 1907, 2. Juni 1908, 26. Januar 1909 und 13. Januar 1909 in der Sitzung der Russischen Physikalischen Gesellschaft.

Physik. Laboratorium der St. Wladimir-Universität zu Kiew, Januar 1909.

(Eingegangen 20. Oktober 1909.)

Über die Erhöhung der Leitfähigkeit flüssiger Dielektrika durch α-Strahlen.

Von H. Greinacher.

Einleitung. Vor kurzem habe ich über Versuche berichtet[1]), die den Einfluß der α-Strahlen auf die Leitfähigkeit fester Dielektrika zum Gegenstand hatten. Als Resultat hatte sich ergeben, daß die tatsächlich beobachteten Stromänderungen jedoch keineswegs in einer Leitfähigkeitserhöhung der Schichten ihre Ursache hatten, sondern teilweise durch den unvollkommenen Kontakt der Aluminiumbelegungen in Verbindung mit einer Elektrisierung der Zwischenschicht, teilweise aber auch durch die positive Ladung der α-Teilchen zustande kamen. Selbst wenn die dielektrische Schicht ganz von den α-Teilchen durchsetzt und das elektrische Feld bis gegen 10^5 Volt/cm gesteigert wurde, betrug die Stromerhöhung durch Ionenbildung weniger als $5 \cdot 10^{-15}$ Ampere.

Dieses Resultat war um so auffallender, als eine Leitfähigkeitserhöhung fester Nichtleiter durch die durchdringenden Radiumstrahlen (β- und γ-Strahlen) bereits von verschiedenen Seiten nachgewiesen ist, und man bei dem sonst überaus hohen Ionisierungsvermögen der α-Strahlen gerade hier einen besonders großen Effekt hätte erwarten sollen.

Es wurde seinerzeit die Vermutung aus-

1) Le Radium **6**, 291, 1909.



gesprochen, daß das Ausbleiben der Stromerhöhung wohl nicht einem Mangel an Ionenbildung zugeschrieben werden müsse, sondern vielmehr einer schnellen Wiedervereinigung der Ionen infolge ihrer äußerst geringen Beweglichkeit. Nach dieser Auffassung mußte man sich mehr Erfolg bei Flüssigkeiten versprechen. Hier konnte man hoffen, die von den α-Strahlen gebildeten Ionen vermöge ihrer größeren Beweglichkeit so zu beschleunigen, daß sie an die Elektroden gelangten, bevor sie sich vollständig wieder vereinigen konnten.

Vorversuche. Wie nun gleich die Vorversuche zeigten, erhielt man bei flüssigem Paraffin in der Tat einen sehr beträchtlichen Leitfähigkeitseffekt. Der Versuch wurde in der einfachen Weise ausgeführt, daß man die kreisförmige Öffnung in einer Messingscheibe mit *Al*-Folie von 0,003 mm Dicke überspannte. Das geschah einfach durch Aufkitten der Folie mit etwas Klebwachs. Diese Scheibe diente nun als obere Elektrode in einem geerdeten, mit Paraffinöl gefüllten Gefäß. Dabei tauchte nur die mit *Al* überspannte Seite ein, während die obere freiblieb. Als untere Elektrode diente ferner eine kleine Messingscheibe, die man der oberen in möglichst geringem Abstand gegenüberstellte. Die zwischen beiden Platten befindliche Ölschicht konnte man nun von oben durch das *Al*-Fenster hindurch bestrahlen. Die Messung der Stromänderung geschah so, daß man an die obere Metallplatte die Batteriespannung anlegte und die untere mit einem Quadrantelektrometer verband. Bei dieser sowie den folgenden Messungen wurde die Bronsonsche Methode der konstanten Ausschläge verwendet. Dieses Verfahren hat sich heute bereits derart eingebürgert, daß ich mir hier eine genauere Beschreibung desselben wohl ersparen kann. Ich möchte nur bemerken, daß das verwendete Elektrometer eine konstante Empfindlichkeit von nicht ganz 1000 mm pro Volt hatte, und daß ferner 1 mm Dauerausschlag desselben fast genau 10^{-14} Ampere entsprach.

Schon mit dem beschriebenen einfachen Apparat ließen sich nun bereits einige orientierende Versuche ausführen. Es wurde festgestellt, daß der natürliche Leitungsstrom bei der Bestrahlung durch ein Poloniumpräparat[1]) um 50 Proz. und mehr stieg. Dabei war es nicht nötig, daß der Abstand der Elektroden auf ein Minimum reduziert wurde. Man erhielt selbst bei Entfernungen von etwa 1 mm noch gute Wirkung. Daraus war zu entnehmen, daß bei den nun folgenden Messungen nicht darauf gesehen werden mußte, daß die α-Teilchen die ganze Zwischenschicht durchsetzten. Die Ionen hatten bereits eine genügend große Beweglichkeit, um aus dem nur in der Nähe des *Al*-Fensters liegenden Ionisierungsbereich noch an die andere Platte zu gelangen. Dieser Umstand gestaltete die Untersuchung an Flüssigkeiten viel einfacher, als die früheren an festen Nichtleitern, wo die Schichten stets äußerst dünn (höchstens einige Hundertstel Millimeter) gewählt werden mußten.

Dabei hatte man hier ferner den Vorteil, daß die endgültige Einstellung des natürlichen Leitungsstroms viel rascher erfolgte als bei festen Schichten, bei denen man infolge der äußerst langsamen Elektrisierung stundenlang warten mußte, bis der Strom seinen konstanten Endwert eingenommen hatte.

Auch bei den Flüssigkeiten zeigte sich zwar nach Anlegen der Spannung ein beträchtlich stärkerer Strom, der erst allmählich zurückging und sich einem konstanten Werte näherte. Die Endeinstellung war jedoch zumeist in $^1/_4$ bis $^1/_2$ Stunde erreicht. Die Ursache des Stromrückgangs ist zum Teil in demselben Umstand wie für feste Körper zu suchen. Auch hier findet die Ausbildung einer Gegenspannung (Elektrisierung) statt, wie sich direkt am Elektrometer nachweisen läßt. Der Vorgang erreicht aber viel schneller sein Ende. Eine zweite Ursache liegt darin, daß die schlechtleitenden Flüssigkeiten durch den Strom selbst gereinigt werden, wie bereits E. Warburg[1]) nachgewiesen hat. Diesem Umstand ist es wohl hauptsächlich zuzuschreiben, daß auch die nach einigen Minuten eingetretene Endeinstellung noch eine sehr langsame Änderung aufwies. Diese erfolgte aber so langsam, daß sie für die Ausführung der Versuche kein Hindernis bot. Bei exakten Messungen wurde einfach das Mittel aus den beiden Endeinstellungen vor und nach dem Versuch genommen.

Es ist jedoch zu bemerken, daß umgekehrt auch Stromvergrößerungen nach langem Stromdurchgang beobachtet wurden. Dies mußte augenscheinlich auf die Wirkung irgendwie eingetretener Verunreinigungen zurückgeführt werden. Es wurde dann jeweils die Flüssigkeit durch frische ersetzt. Namentlich zeigte es sich, daß bei Verwendung von Klebwachs (rotes Wachs) zum Ankitten der *Al*-Folie schließlich eine starke Stromvergrößerung eintrat, obschon sich eine sichtbare Auflösung des Wachses im Paraffin nicht nachweisen ließ.

Dabei wurde nun festgestellt, daß die Stromvergrößerung durch die α-Strahlen trotz des vergrößerten natürlichen Leitungsvermögens merklich dieselbe blieb. Für die Ionisierung der α-Strahlen waren somit bis zu einem gewissen Grade irgendwelche Verunreinigungen ohne Einfluß, so daß im wesentlichen nur die

1) Das Präparat war seinerzeit von Buchler & Co. (Braunschweig) bezogen worden und war dasselbe, das auch zu den früheren Messungen an festen Dielektrika gedient hatte.

1) E. Warburg, Wied. Ann. **54**, 396, 1895; vgl. auch E. v. Schweidler, ebenda **4**, 307, 1901 u. **5**, 483, 1901.



verwendete Substanz in Betracht kam. Dieser Umstand war natürlich wesentlich, sofern man überhaupt gut vergleichbare Resultate bekommen wollte.

Der definitive Apparat. Immerhin durfte man nicht erwarten, mit dem beschriebenen primitiven Apparat exakte Resultate zu erzielen. Einmal mußte man dafür sorgen, daß die *Al*-Folie auch sicher metallische Verbindung mit dem Messingblech hatte. Dann sollte auch möglichst für Beseitigung irgendeiner Fremdsubstanz, wie Wachs u. dgl., gesorgt werden. Ferner war es wünschenswert, die Elektroden einander gut parallel und in meßbar veränderlichem Abstand anzubringen.

Zu diesem Zwecke wurde nun der definitive in Fig. 1 schematisch wiedergegebene Apparat

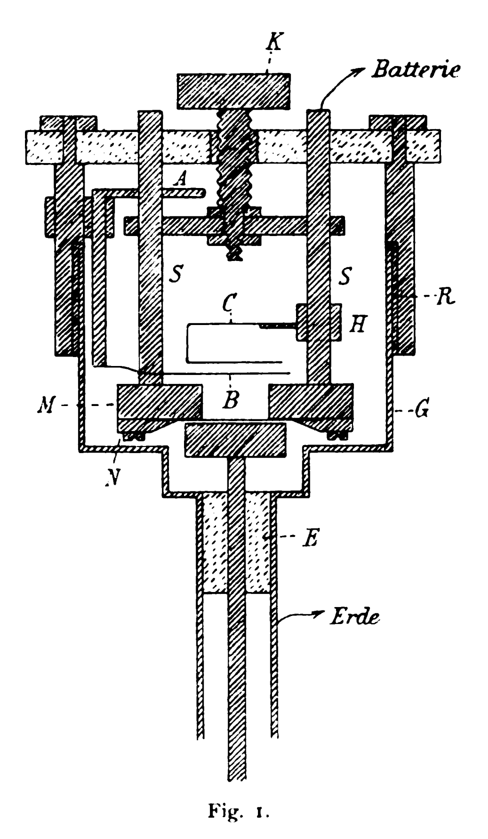


Fig. 1.

konstruiert. Derselbe bestand im wesentlichen nur aus Messing und Ebonit, und war aus zwei Teilen zusammengesetzt, erstens aus dem Gefäß *G*, das unten in ein Messingrohr endigte, zusammen mit der in den Ebonitpfropfen *E* eingepaßten unteren Elektrodeplatte, und zweitens aus einem abnehmbaren Aufsatzstück. Letzteres war nur mittels des breiten Ringes *R*, der sich in der gezeichneten Weise um das Gefäß legte, aufgesetzt und ließ sich nach Belieben abnehmen. Dieser obere Teil bestand in der Hauptsache aus einem Messingring *M*, auf den mittels des Ringes *N* das dünne *Al*-Blatt aufgeschraubt werden konnte. Diese obere Elektrode war durch zwei Stangen *S*, die zugleich als Führung dienten, gehalten und ließ sich mittels einer Mikrometerschraube (Ganghöhe 0,5 mm) nach Belieben auf und ab bewegen. Durch eine auf dem Schraubenkopf *K* angebrachte Teilung konnte der Abstand gemessen werden. Dieses ganze System war für sich isoliert und wurde mit der Batteriespannung verbunden. An einer der Stangen *S* war noch eine mit Reibung verschiebbare Hülse *H* angebracht. An derselben ließ sich durch bloßes Anstecken das zweifach umgebogene Kupferblech *C* befestigen. Letzteres war auf der, dem Metallschirm *B* zugekehrten Seite mit Polonium überzogen. Es war dies das schon früher benutzte Präparat. Der Schieber *B*, der aus $^1/_2$ mm dickem Kupferblech bestand, ließ sich nun mittels des Armes *A* bald über das *Al*-Fenster schieben, bald entfernen. Bemerkt sei, daß der Abstand zwischen dem Polonium und dem *Al*-Fenster zumeist gleich 10 mm, unter Umständen aber auch weniger war. Hatte man den Abstand *Po*—*Al* einmal eingestellt, so blieb derselbe infolge der gewählten Anordnung bei allen Verschiebungen der oberen Elektrode konstant. Durch das *Al*-Fenster traten dann also stets gleich viel α-Teilchen ein.

Der Apparat wurde nun in folgender Weise zusammengestellt. Zuerst goß man so viel Paraffinöl ein, daß die untere Elektrode gerade bedeckt war. Sodann schob man den Aufsatz langsam über das Gefäß *G* herunter. Dabei wurde letzteres etwas schief gestellt, damit der Ring *N* zunächst nur an einer Seite benetzt wurde und die Flüssigkeit dann gleichmäßig zwischen den beiden Elektroden emporstieg. Indem man dann erst allmählich den Apparat in die vertikale Lage brachte, durfte man annehmen, daß alle Luft zwischen den Elektroden verdrängt war.

Versuche mit Paraffinöl.

Ausführung der Versuche. Kontrollversuche. Die folgenden Versuche sind nun mit Paraffinöl, das zur Entfernung von Suspensionen filtriert war, ausgeführt. Zunächst schraubte man die obere Elektrode so weit herunter, bis sie mit der unteren metallischen Kontakt gab. Von diesem Einstellungspunkt an wurde dann der Abstand gemessen. In Wirklichkeit gab dies nur den Minimalabstand der Elektroden an, da die *Al*-Folie nicht vollkommen eben sein konnte. War nun der Nullabstand eingestellt, so schraubte man die obere Elektrode bis in die gewünschte Entfernung.

Der Versuch wurde so ausgeführt, daß man den Schieber *B* wegzog und die Veränderung der Elektrometereinstellung beobachtete. Nachdem diese dann konstant geworden war, wurde



der Schieber wieder vorgelegt, worauf man den Rückgang des Ausschlags verfolgte. Man erhielt dasselbe, wenn man den Versuch in der umgekehrten Reihenfolge ausführte, wenn also die Flüssigkeit schon längere Zeit bestrahlt war. Überhaupt ging die Stromvergrößerung nicht zurück, wenn man die α-Strahlen stunden-, ja tagelang wirken ließ.

Der Effekt verschwand nur dann, wenn Paraffinöl über die *Al*-Folie gelangte. So unerwünscht dies zwar war, so lieferte das Verschwinden des Effekts doch einen direkten Beweis dafür, daß die Stromerhöhung tatsächlich durch jene α-Teilchen, die unter die *Al*-Folie gelangten, hervorgerufen wurde. Das allmähliche Eindringen von Paraffinöl trat nun bei nur angeschraubtem *Al* immer auf. Um diesen Übelstand zu vermeiden, wurde daher gleichzeitig noch ein Kittmittel verwendet. Als solches bewährte sich weißer Siegellack. Eine Stromerhöhung infolge von Verunreinigung durch denselben konnte nämlich auch bei tagelangem Gebrauch der Flüssigkeit nicht beobachtet werden. Die Verwendung dieses Kittmittels schien auch dadurch gerechtfertigt, als man tatsächlich mit und ohne Verwendung desselben die gleichen Resultate erhielt.

Man hätte nun bloß noch den Einwand erheben können, daß der beobachtete Effekt vielleicht nur durch die Anwesenheit eines oder mehrerer Luftbläschen zwischen den Elektroden hervorgerufen sein könne. Die Stromvergrößerung wäre dann der Ionisierung dieser sonst isolierenden kleinen Luftbrücken zuzuschreiben gewesen. So wenig wahrscheinlich eine solche Annahme auch bei der angewandten Vorsicht und besonders mit Rücksicht auf die noch folgenden Resultate war, so habe ich doch einen besonderen Kontrollversuch in dieser Richtung gemacht. Um die Anwesenheit von Luft zwischen den Elektroden auszuschließen, stellte ich den Apparat in folgender Weise zusammen. Zunächst wurde das Gefäß *G* bis an den Rand mit Paraffinöl gefüllt. Sodann drehte man das Aufsatzstück um und goß auch die flache Höhlung über dem *Al*-Fenster voll. Nun schob man über dieselbe eine saubere Glasplatte, derart, daß zwischen dieser und dem *Al* keine Luftblasen zu sehen waren. Nachdem man das Ganze umgedreht hatte, überzeugte man sich zunächst nochmals, daß auch jetzt keine Luft über der Glasplatte sich befand. Schließlich tauchte man den Messingring *M* bis nahe an seinen oberen Rand in das Gefäß *G* und zog die Glasplatte fort.

Um nun das Aufsatzstück in seine gewöhnliche Lage herabsenken zu können, mußte noch das überflüssige Paraffinöl allmählich abgesaugt werden. Dabei war darauf zu achten, daß man in dem Maße, wie das Flüssigkeitsniveau sank, auch den Messingring entsprechend senkte. Vor allem durfte kein Paraffinöl über den oberen Rand von *M* treten. Nach einigem Probieren gelang es schließlich, das Aufsatzstück ohne Unfall in seine gewöhnliche Lage zu bringen, obschon der Apparat für diese Art der Zusammensetzung nicht gerade bequem dimensioniert war.

Folgende Zahlen mögen nun zeigen, daß auch der auf die oben beschriebene Weise zusammengesetzte Apparat dieselben Resultate lieferte. Man erhielt bei einer Spannung von +80,8 Volt und einem Elektrodenabstand von 0,2 mm 39 mm Stromvergrößerung. Als man nun den Apparat auseinandernahm und in der gewöhnlichen Weise wieder zusammensetzte, bekam man 41 mm. Die Übereinstimmung war somit völlig befriedigend.

Es sei noch bemerkt, daß ein großer Teil der Versuche auch unter Weglassung des Ringes *N* ausgeführt ist. In diesem Fall war die *Al*-Folie nur mit weißem Siegellack dicht gekittet. Durch zwei Schräubchen wurde sie dann noch besonders an den Messingring *M* angedrückt, um auch den metallischen Kontakt zu sichern. Auch bei dieser Anordnung erhielt man dieselben Resultate.

Einfluß der Stromrichtung und des Elektrodenabstands. Zunächst wurde untersucht, ob die Stromvergrößerung von der Richtung des Stromes abhängig ist. Folgende Zahlen mögen die Resultate zeigen.

Spannung Volt	Abstand mm	Stromvergrößerung $1,1 \cdot 10^{-14}$ Ampere	
± 8,25	0,1	+16,6	−14,2
±40,7	0,1	+64,5	−65,5
±82,2	1,0	+29,5	−30

Daraus ist zu entnehmen, daß innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit kein Einfluß der Stromrichtung zu beobachten ist. Somit kam hier eine Vergrößerung des positiven Stromes durch den positiven Ladungstransport der α-Teilchen, wie er sonst bei ähnlichen Anordnungen bereits nachgewiesen werden kann[1]), nicht in Betracht. Auch war kein großer Unterschied in der Beweglichkeit der positiven und negativen Ionen anzunehmen, da sonst ebenfalls ein Einfluß der Stromrichtung hervorgetreten wäre.

In der Folge wurde dann auch die Abhängigkeit des Effekts vom Abstand der Elektroden bei konstanter Spannung bestimmt. Die Resultate sind in der Fig. 2 wiedergegeben. Es sei dazu bemerkt, daß dieselben Punkte der Kurve sowohl bei allmählicher Vergrößerung als bei darauffolgender Verkleinerung bestimmt worden sind. Da die beiden für denselben Abstand gefundenen Werte keine erheblichen

1) Verh. d. Deutschen physik. Gesellsch. 11, 179, 1909.

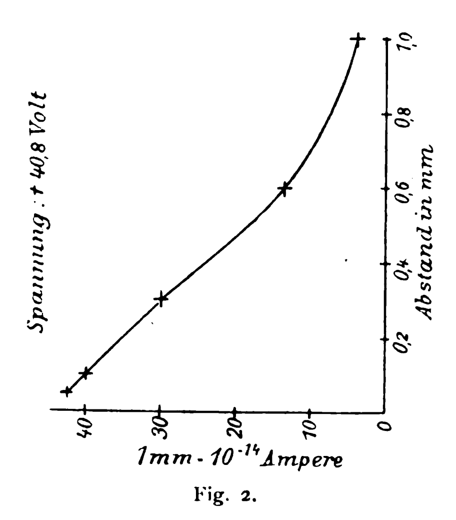


Fig. 2.

Abweichungen aufwiesen, wurde jeweils das Mittel genommen.

Man erkennt nun eine stetige Abnahme des Effekts zwischen 0,05 bis 1 mm. Dies erklärt sich durch die Abnahme des elektrischen Feldes. Es kommen immer mehr Ionen zur Wiedervereinigung, bis schließlich überhaupt keine mehr an die untere Platte gelangen. Bemerkenswert ist es immerhin, daß man selbst bei 1 mm, ja bei noch größeren Abständen, den Effekt nachweisen kann, so daß also tatsächlich die Ionen weit über den Ionisierungsbereich der α-Strahlen hinaus noch zu verfolgen sind.

Leitfähigkeitszunahme und Spannung. Einen ganz charakteristischen Verlauf zeigt die Kurve Fig. 3, welche die Stromerhöhung als Funktion der Spannung angibt. Die Kurve ist bei einem konstanten Plattenabstand von 1 mm aufgenommen. Sie zeigt, daß bei kleinen Spannungen (bis gegen 50 Volt) praktisch gar kein Effekt eintritt. Von da ab steigt die Wirkung aber ganz rapide, um dann schließlich wieder langsamer zuzunehmen. Die Kurve besteht deutlich aus zwei Teilen. Im ersten nimmt der Strom schneller zu als die Spannung; im zweiten verhält es sich umgekehrt.

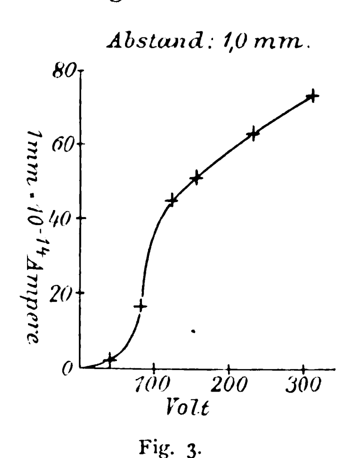


Fig. 3.

Die Erklärung dieses zum vornherein überraschenden Resultats ist nach den Arbeiten von Rutherford und Child[1]) nicht schwierig. Diese beiden Forscher haben unabhängig voneinander fast gleichzeitig den Stromübergang in einem Luftkondensator untersucht, wenn die Ionisierung des Gases sich nur auf die unmittelbare Nähe der einen Platte beschränkt. Rutherford hat die mathematischen Beziehungen für diesen Fall auch in seinem Buche „Radioaktivität", S. 69, auseinandergesetzt, so daß ich mich hier darauf beschränken kann, die Resultate kurz zu erwähnen.

Bezeichnen wir etwa mit A und B die beiden Platten, an die eine Potentialdifferenz V Volt angelegt werde, und sei A diejenige Platte, in deren unmittelbarer Nähe pro Sekunde eine bestimmte Anzahl Ionen erzeugt werden, dann ist der Strom i_1, der zur Platte B fließt, gegeben durch

$$i_1 = \frac{9 k_1}{32 \pi} \cdot \frac{V^2}{a^3}.$$

Dabei ist k_1 die Beweglichkeit der positiven Ionen, a der Abstand der Platten. In analoger Weise folgt, wenn der Strom nach A fließt und k_2 die Beweglichkeit der negativen Ionen bezeichnet,

$$i_2 = \frac{9 k_2}{32 \pi} \cdot \frac{V^2}{a^3}.$$

Die beiden Ströme, die man beim Kommutieren des elektrischen Feldes erhält, verhalten sich demnach wie die Beweglichkeiten. Da nun in unserem Fall der Flüssigkeitsionisation durch α-Strahlen keine merkliche Abhängigkeit von der Stromrichtung beobachtet wurde, so muß man daraus, wie oben schon bemerkt, auf gleiche Beweglichkeit der beiden Ionenarten schließen.

Aus den genannten Formeln entnehmen wir ferner, daß der Strom schneller als das Potential, im speziellen mit dem Quadrat der Spannung, zunehmen muß. Diese Beziehung muß nun offenbar gerade bei Flüssigkeiten, die durch α-Strahlen ionisiert werden, besonders gut erfüllt sein. Haben wir hier doch einen beinahe idealen Fall einer dünnschichtigen Ionisierung vor uns. Letztere erstreckte sich ja schätzungsweise nicht weiter als etwa $^1/_{40}$ mm, während andererseits der Plattenabstand 1 mm war. Es ist nun in der Tat unverkennbar, daß der erste Teil der Kurve Fig. 3 dieser Forderung sehr gut entspricht.

Um nun aber auch den zweiten Teil der Kurve zu verstehen, müssen wir berücksichtigen, unter welchen Voraussetzungen die Formeln abgeleitet sind. Diese gelten nämlich nur für den Fall, daß der Potentialabfall in der ionisierten Schicht gleich Null gesetzt werden darf.

1) E. Rutherford, Phil. Mag. **2** (6), 210, 1901; O. Child, Phys. Review **12**, 65, 1901.

Wenn nun aber die Potentialdifferenz V so weit gesteigert wird, daß die Ionendichte an der Platte A merklich abnimmt, so sind auch die Formeln nicht mehr anwendbar. Es wird schließlich auch hier der gewohnte Fall eintreten, daß der Strom immer langsamer mit der Spannung zunimmt, bis er sich einem konstanten Endwert, d. h. der Sättigung nähert. Zwischen den beiden Fällen muß es natürlich eine Übergangserscheinung geben, so daß schließlich eine Kurve, wie sie Fig. 3 zeigt, herauskommt. Wie übrigens aus dieser hervorgeht, ist der Strom von seiner Sättigung noch sehr weit entfernt.

Auch die Abhängigkeit des Effekts vom Abstand kann natürlich nur dann der Rutherfordschen Formel folgen, wenn die genannte Voraussetzung erfüllt ist. In diesem Fall müßte der Strom mit der dritten Potenz des Abstands abnehmen. Da dies bei der Kurve Fig. 2 nicht zutrifft, so ist auch dort bereits eine Störung des Potentialgradienten in der ionisierten Schicht anzunehmen.

Ich habe in der Folge noch versucht, die Kurve 3 bis zur Sättigung zu verfolgen, begegnete aber stets der Schwierigkeit, daß bei höheren Potentialdifferenzen die Elektrometereinstellung unruhig wurde. Dies wurde schließlich derart störend, daß genauere Messungen des Effekts unmöglich waren. Es zeigte sich häufig, daß diese Schwankungen des natürlichen Stromes, sofern sie bei höheren Potentialen eingetreten waren, nun auch bei kleineren, wenn auch in geringerem Maße, bestehen blieben. Dies schließt es aus, daß diese Erscheinung einer radioaktiven Schwankung zugeschrieben werden kann. Die Schwankungen müssen wohl eher in irgendeiner Veränderung der Flüssigkeit ihre Ursache haben, um so mehr, als auch die Leitfähigkeit in den meisten Fällen merklich erhöht war. Indessen kann ich Genaueres über die Ursache dieser Unregelmäßigkeiten nicht angeben. Waren diese eingetreten, so wurde jeweils die Flüssigkeit erneuert.

Die höchsten Feldstärken, die ich bei den Messungen mit Paraffinöl verwenden konnte, betrugen etwa 8000 [Volt/cm]. Vollständige Sättigung konnte ich bei diesen Spannungen noch keineswegs erzielen. Immerhin war die Erscheinung schon sehr ausgeprägt, wie folgende Zahlen zeigen mögen.

	Spannung Volt	Stromerhöhung 10^{-14} Amp.
	+81,6	54,5
	+40,8	45
wiederum	+81,6	54

Der Plattenabstand betrug 0,1 mm. Während die Spannung also auf das Doppelte stieg, nahm die Stromerhöhung nur noch um 20 Proz. zu. Der natürliche Leitungsstrom, der bei 40,8 Volt etwa $3 \cdot 10^{-13}$ Ampere betrug, stieg jedoch bei 81,6 Volt nahe auf das Doppelte, zeigte also ein durchaus anderes Verhalten.

Über die zeitliche Änderung des Leitfähigkeitseffekts. Um die Leitfähigkeitserhöhung, die nach Einsetzen der Bestrahlung eintrat, zu bestimmen, mußte jeweils so lange gewartet werden, bis das Elektrometer sich definitiv eingestellt hatte. Dies dauerte durchschnittlich 5—10 Minuten. Ebensolange dauerte es ungefähr, bis der ursprüngliche Strom nach Aufhören der Bestrahlung wieder erreicht war. Bei exakten Messungen wurden nun jeweils die Einstellungskurven aufgenommen. Wie Fig. 4

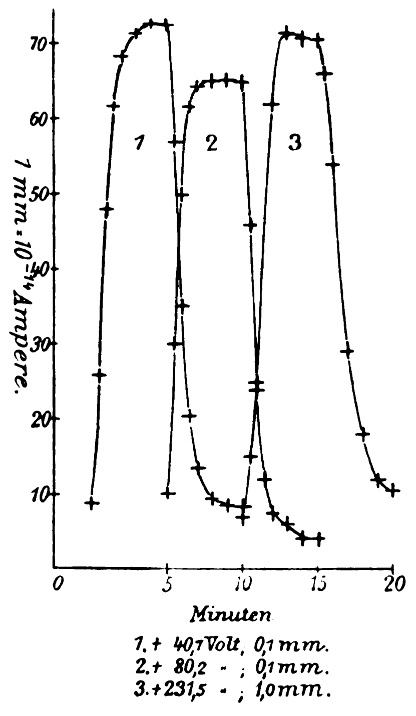


Fig. 4.

zeigt, war die Einstellung selbst bei großen Ausschlägen (60 und mehr Millimeter) schon sehr bald erreicht. Die aufsteigenden Kurven sind während der Bestrahlung, die absteigenden nach Aufhören derselben bestimmt.

Daß in keinem Fall die Elektrometernadel sich momentan einstellte, war naturgemäß zu erwarten. Repräsentierte doch das mit dem Elektrometer verbundene System eine gewisse Kapazität, so daß es eine bestimmte Zeit dauern mußte, bis der stationäre Zustand sich ausgebildet hatte.

Es zeigte sich nun aber die Eigentümlichkeit, daß die Elektrometereinstellung nicht in allen Fällen gleich rasch erfolgte. Sie erforderte unerwarteterweise gerade bei kleinen elektrischen Feldern, d. h. bei kleineren Ausschlägen, beträchtlich längere Zeit. Diese Erscheinung konnte nur so gedeutet werden, daß

die Stromerhöhung in letzteren Fällen nicht momentan erfolgte, sondern sich unter Umständen erst nach Minuten vollständig ausbildete. Ein solches allmähliches Anwachsen des Ionisierungsstroms dürfte deutlich aus den Kurven der Fig. 5 hervorgehen. Diese geben eine ungefähre Vorstellung von den Anklingungskurven,

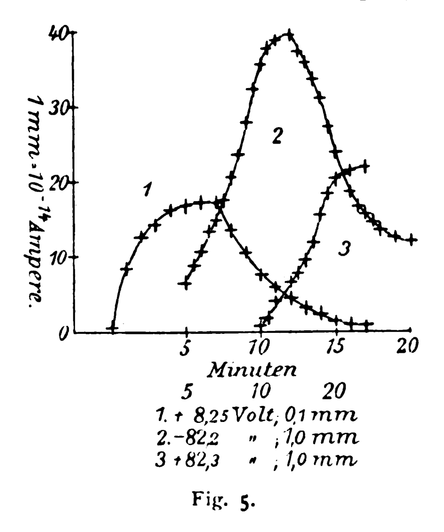


Fig. 5.

wenn man auch nicht vergessen darf, daß sich denselben jeweils die entsprechenden Einstellungskurven des Elektrometers überlagern. Letztere kann man sich annäherungsweise durch Fig. 4 vergegenwärtigen.

Verfolgt man die Anklingungskurven näher, so fällt zunächst noch eine weitere Besonderheit auf. Die Zunahme des Stromes erfolgt nämlich nicht derart, daß sie am Anfang am stärksten wäre und schließlich immer kleiner wird. Vielmehr zeigt sich kurz nach Einsetzen der Bestrahlung nur eine geringe Stromzunahme. Diese nimmt dann erst allmählich ein rascheres Tempo an, um sich schließlich wieder langsamer dem Endwerte zu nähern. Die Kurve zeigt einen ausgesprochenen Wendepunkt.

Wiederum ist zu berücksichtigen, daß die Elektrometernadel eine gewisse Trägheit besitzt und schon aus diesem Grunde eine zunächst nur langsame Bewegung eintreten muß. Diese Trägheit ist jedoch nicht so groß, daß erst nach Minuten ein rascheres Zunehmen des Ausschlags erfolgte. Vielmehr stellte sich ja unter normalen Umständen der ganze Ausschlag spätestens in drei Minuten (siehe Fig. 4) ein.

Die Eigentümlichkeit, daß die Stromanklingung zunächst klein ist, scheint namentlich bei großem Plattenabstand einzutreten (Kurven 2 und 3), während bei kleinem (Kurve 1), selbst bei demselben elektrischen Feld, ein Wendepunkt nicht hervortritt. Dies läßt vermuten, daß die Erscheinung sich hauptsächlich dann ausbildet, wenn der Plattenabstand groß ist im Vergleich zur Dicke der ionisierten Schicht. Unter gewöhnlichen Umständen, wo die ganze Luftschicht ionisiert ist, hat man auch in der Tat keine Stromverzögerung beobachtet. Sie tritt aber auch in ersterem Fall nur in merklichem Grade auf, wenn man so kleine elektrische Felder wählt, daß die Rutherfordsche Voraussetzung erfüllt ist.

Die oben zitierten Gleichungen gelten nun offenbar nur für den stationären Zustand, d. h., wenn die Potential- bez. Ionenverteilung zwischen den Elektroden konstant geworden ist. Die Erklärung der Stromverzögerung ist nun am einfachsten, wenn man annimmt, daß die Ausbildung der endgültigen Ionenverteilung längere Zeit braucht, namentlich dann, wenn die Ionengeschwindigkeit infolge der Zähigkeit der Flüssigkeit und der geringen Potentialdifferenz nur sehr klein ist.

Die Abhängigkeit des Stromes vom Potentialgradienten ist im übrigen leicht anzugeben. Es sei i der Strom, der durch irgendeinen Querschnitt von 1 qcm in der Richtung von A nach B fließt. Dann ist

$$i = k \frac{\partial V}{\partial x} n e,$$

wobei n die im Kubikzentimeter enthaltene Menge positiver Ionen, e die Ladung eines Ions bedeutet. Unter Zuhilfenahme der Poissonschen Gleichung

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = 4 \pi n e$$

bekommt man nun

$$i = \frac{k}{8 \pi} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2.$$

Daraus ergeben sich die Rutherfordschen Gleichungen, wenn man i im ganzen Raum zwischen den Platten A und B als konstant annimmt. Dies ist jedoch nur für den stationären Zustand der Fall. Zu Beginn des Vorgangs ist i je nach dem betrachteten Querschnitt verschieden.

Was wir nun messen, das ist im speziellen der Strom, der durch den Querschnitt hart an der Platte B fließt. Der obenstehende Ausdruck ist somit auf die unmittelbare Nähe von B zu beziehen. D. h., sofern wir $\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2$ an diesem Orte zu jeder Zeit kennen, so können wir auch i als Funktion der Zeit angeben. Dies ist jedoch erst dann möglich, wenn die Ionenzahl n an der Platte B für eine beliebige Zeit berechnet wird.

Inwiefern ein auf diese Weise gefundenes Resultat mit den Versuchsergebnissen übereinstimmen würde, habe ich nicht näher untersucht. Es sei hier jedoch darauf hingewiesen, daß man bereits aus der obengenannten Gleichung auf ein allmähliches Anwachsen des Stromes schlie-

ßen kann. $\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2$ bedeutet die Zunahme des Potentialgradienten (besser des Quadrats desselben) in einem Abstand dx von der Platte B. Zu Beginn des Stromdurchgangs befinden sich nun beinahe in der ganzen Zwischenschicht keine Ionen, der Potentialabfall wird also durch eine gerade Linie dargestellt sein, d. h. $\frac{\partial V}{\partial x}$ ist räumlich konstant und damit $\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2 = 0$. Durch die Ionenwanderung kommt nun eine Änderung des Potentialverlaufs zustande. Die Potentialkurve krümmt sich immer mehr, wobei $\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2$ anwächst, um dann schließlich einen konstanten Wert anzunehmen. Damit erreicht dann auch i seinen Endwert.

Eine Erscheinung, welche die hier kurz skizzierte Erklärung zu stützen scheint, sei hier noch erwähnt. Es ist die Tatsache, daß der Stromabfall nach Aufhören der Bestrahlung einen durchaus ähnlichen Verlauf nimmt wie der Anstieg. Das Verschwinden des Stroms erfolgt ebenfalls langsamer bei kleinen Feldstärken. Ja, auch die Eigentümlichkeit, daß der Stromabfall zunächst gering ist und erst nach einigen Minuten rascher wird, ist deutlich zu erkennen (Kurve 2). Nun hängt aber die Art der Abklingung natürlicherweise von der anfänglich, d. h. während der Bestrahlung vorhandenen Ionen- bez. Potentialverteilung ab. Da andererseits aber der An- und Abstieg der Kurve dasselbe Bild zeigen, so scheint das darauf hinzudeuten, daß die Anklingungskurve den umgekehrten Vorgang wie die Abklingungskurve anzeigt, d. h. eine allmähliche Ausbildung des definitiven Potentialverlaufs.

Es sei noch bemerkt, daß der nur allmähliche Rückgang der Leitfähigkeit nach der Bestrahlung bereits bei den entsprechenden Experimenten mit den durchdringenden Radiumstrahlen (β- und γ-Strahlen) nachgewiesen worden ist. Böhm-Wendt und v. Schweidler[1]) konnten z. B. in Paraffin selbst nach Stunden noch eine erhöhte Leitfähigkeit feststellen. Bei den relativ dünnen Flüssigkeitsschichten, wie ich sie verwandte, verschwindet der Leitfähigkeitseffekt schon nach Minuten, ja, bei genügend großen Potentialdifferenzen so gut wie momentan.

Versuche mit Petroläther.

Ausführung der Versuche. Im folgenden seien nun die analogen mit Petroläther ausgeführten Versuche mitgeteilt. Diese Flüssigkeit erwies sich nämlich insofern für die Untersuchung günstig, als sie, wie das Paraffin, eine kleine natürliche Leitfähigkeit aufweist, andererseits aber eine viel geringere Viskosität besitzt. Schien es doch von Interesse, die an zwei so verschiedenen Flüssigkeiten gewonnenen Resultate miteinander zu vergleichen.

Die Ausführung der Versuche war im wesentlichen dieselbe wie früher. Nur mußte jetzt fortwährend etwas neue Flüssigkeit nachgegossen werden, da die Substanz ziemlich rasch verdampfte. Es wurde zwar versucht, das Niveau durch eine Hebervorrichtung automatisch konstant zu halten. Dies erwies sich jedoch als unzweckmäßig, da durch den Nachfluß von Flüssigkeit während der Messungen Stromänderungen eintraten. Es wurden daher Nachfüllungen möglichst vermieden und auf alle Fälle nur zwischen zwei Messungen ausgeführt.

Es war ferner die Möglichkeit gegeben, daß kleine Störungen dadurch entstehen konnten, daß die Luft zwischen dem Poloniumpräparat und dem Al-Fenster teilweise durch Ätherdampf ersetzt war (Veränderung der Strahlenabsorption). Wenn man jedoch den Dampf fortblies, so trat in Wirklichkeit keine merkliche Änderung des Elektrometerausschlags ein.

Mit der Verdampfung des Petroläthers war eine beträchtliche Abkühlung verbunden. So betrug hier die Temperatur der Flüssigkeit stets ungefähr 10^0, während bei den Versuchen mit Paraffin eine mittlere Temperatur von 18^0 herrschte. Die Abkühlung war somit derart, daß sich leicht eine Spur von Wasser an den Oberflächen kondensieren konnte. Sofern dies auf dem Al-Fenster geschah, mußte dann die Wirkung der α-Strahlen zurückgehen.

Die genannten Fehlerquellen erwiesen sich nun aber nicht als so groß, daß notwendig hätte Bedacht darauf genommen werden müssen, die Verdampfung des Petroläthers zu verhindern. Vielmehr genügte es, die Messungsreihen in der einen Richtung und dann zur Kontrolle nochmals in entgegengesetzter aufzunehmen. Da die Werte dabei nicht erheblich verschieden waren, so durfte das Mittel aus den Ablesungen genommen werden.

Versuchsergebnisse. Fig. 6 zeigt eine solche vollständige Messungsreihe. Die Kurve gibt die Abhängigkeit des Leitfähigkeitseffekts vom Abstand der Elektroden wieder. Die oberen Punkte sind bei Verkleinerung des Abstandes aufgenommen, die unteren bei der darauffolgenden Vergrößerung. Die früheren Punkte liegen etwas höher, ein Verhalten, das auch bei Wiederholung des Versuchs festgestellt werden konnte.

Aus der Kurve ist zu entnehmen, daß der Effekt mit dem Abstand viel langsamer abnimmt als bei Paraffin. Dies zeigt, daß hier die Ionen viel beweglicher sind und daher selbst

1) C. Böhm-Wendt u. E. v. Schweidler, diese Zeitschr. 10, 379, 1909.

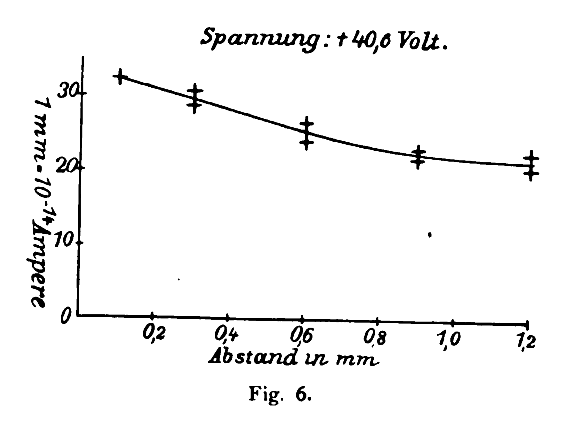


Fig. 6.

bei größerem Abstand noch vollzählig an die Elektroden gelangen.

Vergleichshalber sei hier mitgeteilt, daß der natürliche Strom bei 0,05 mm Abstand $6{,}4 \cdot 10^{-13}$, bei 1,2 mm $3{,}2 \cdot 10^{-13}$ Ampere betrug. Es bestand somit keine Proportionalität in der Abnahme des Stroms mit dem Abstand. Dies war auch nicht zu erwarten, da ja der Widerstand nicht proportional dem Plattenabstand angenommen werden durfte.

Wie bereits Fig. 6 vermuten läßt, ist bei Petroläther eher Sättigung des Leitfähigkeitseffekts zu erwarten als bei Paraffinöl. Fig. 7

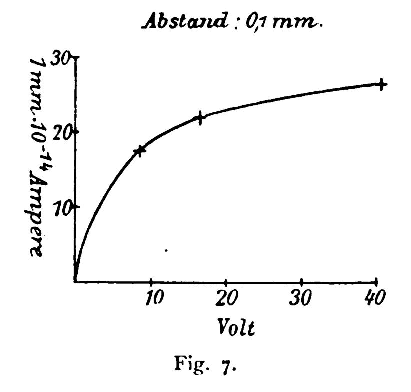


Fig. 7.

läßt diese Tatsache nun ohne weiteres erkennen. Immerhin ist zu bemerken, daß die Kurve noch merklich steigt. Es ist dies dieselbe Erscheinung, die man auch bei der gewöhnlichen Ionisierung durch α-Strahlen in Luft beobachtet: Die vollkommene Sättigung ist nur schwer zu erreichen. Die Beweglichkeit der Ionen in Petroläther ist immerhin derart, daß man selbst bei verhältnismäßig großem Elektrodenabstand noch gute Sättigung erzielen kann. So wurde bei einem Abstand von 0,5 mm gefunden

Spannung Volt	Stromerhöhung 10^{-14} Ampere
+40,6	28,7
+81,2	31,5

Bei Feldern von 800 [Volt/cm] ist also schon merklich Sättigung erreicht, während dies bei Paraffin selbst bei zehnmal höheren Werten noch nicht der Fall ist.

Bei allen Messungen mit Petroläther erhielt man ferner eine sehr prompte Elektrometereinstellung. Bereits eine Minute nach Einsetzen der Bestrahlung war der Ausschlag schon konstant. Desgleichen verschwand auch der Effekt nach Aufhebung der Bestrahlung ebenso schnell wieder. Es scheint daher die oben besprochene Erscheinung der Stromverzögerung hauptsächlich nur bei zähen Flüssigkeiten gut ausgeprägt zu sein, in gleicher Weise, wie auch nur hier ein längeres Fortbestehen der Leitfähigkeitserhöhung nach der Bestrahlung auftritt. Immerhin müßten bei großem Plattenabstand und sehr kleinen Feldstärken die beiden Erscheinungen auch bei Petroläther beobachtbar sein.

Nach dem Gesagten wird es nun nicht verwundern, wenn die Kurve Fig. 7 nicht aus zwei getrennten Teilen, wie Fig. 3, besteht. Man muß eben annehmen, daß der Potentialgradient in der ionisierten Schicht hier schon bei sehr kleinen Potentialdifferenzen gestört wird. Die Rutherfordsche Gleichung, welche ein Wachsen des Stromes mit dem Quadrat der Spannung angibt, wird daher nur für sehr kleine Werte derselben gelten. Der erste Teil der Kurve wird infolgedessen im Vergleich zum zweiten, welcher der Sättigung zustrebt, fast ganz verschwinden.

Würde man etwa Petroläther mit Paraffinöl in steigendem Prozentgehalt mischen, so müßte sich übrigens der Übergang der einen Kurve in die andere klar hervorheben. Desgleichen müßten sich die eigenartigen Erscheinungen etwa dadurch noch steigern lassen, daß man die Viskosität des Paraffinöls durch Abkühlung noch weiter erhöht. Versuche in dieser Richtung sollen noch ausgeführt werden.

Vergleich mit der Luftionisierung. Abhängigkeit des Stromes von Abstand und Spannung. Von besonderem Interesse mußte es nun noch sein, die beobachteten Ionisationseffekte in Flüssigkeiten mit denen in Luft zu vergleichen. Zu diesem Zwecke habe ich analoge Messungsreihen mit demselben Apparat ausgeführt, wenn letzterer gar keine Flüssigkeit enthielt. Fig. 8 zeigt zunächst die Abhängigkeit des Stromes vom Plattenabstand. Man sieht, daß erstens der Effekt viel größer ist als bei Flüssigkeiten. Sodann erkennt man, daß bei allen Plattenabständen Sättigung vorhanden war. Man erhielt nahezu eine gerade Linie, da der Sättigungsstrom merklich proportional dem Luftvolumen zwischen den Elektroden sein mußte. Da man ja das Ionisierungsvermögen der α-Teilchen für den verwendeten Bereich (0 bis 1,2 mm) als konstant ansehen durfte, so hatte man den bereits 1896 von



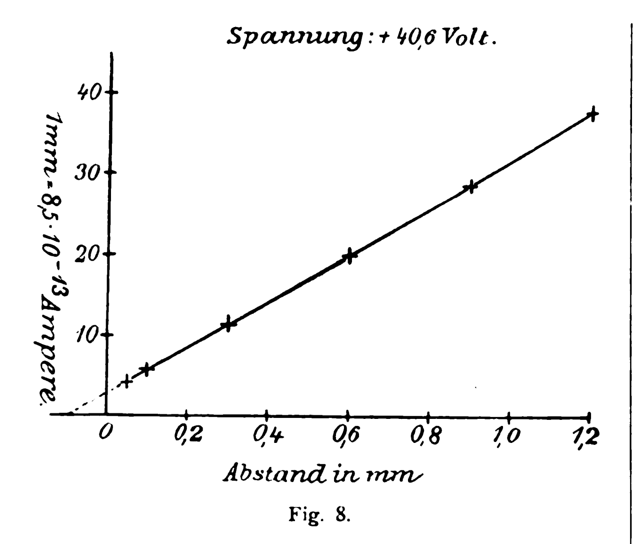


Fig. 8.

J. J. Thomson und Rutherford[1]) behandelten, für gleichmäßige Volumionisation gültigen Fall.

Es sei nebenbei darauf hingewiesen, daß die Gerade die Abszisse auf der negativen Verlängerung schneidet, was die früher schon betonte Tatsache bestätigt, daß alle Angaben des Plattenabstandes zufolge der verwendeten Einstellungsmethode zu klein ausfallen mußten. Der Fehler beträgt nach obiger Kurve gegen 0,1 mm.

Der Vollständigkeit halber erwähnen wir noch, daß der natürliche Leitungsstrom in Luft, d. h. der Strom bei vorgelegtem Schieber, praktisch gleich null war.

Um zu zeigen, daß im Falle der Luftionisierung schon bei geringen elektrischen Feldern Sättigung erreicht war, fügen wir noch Fig. 9

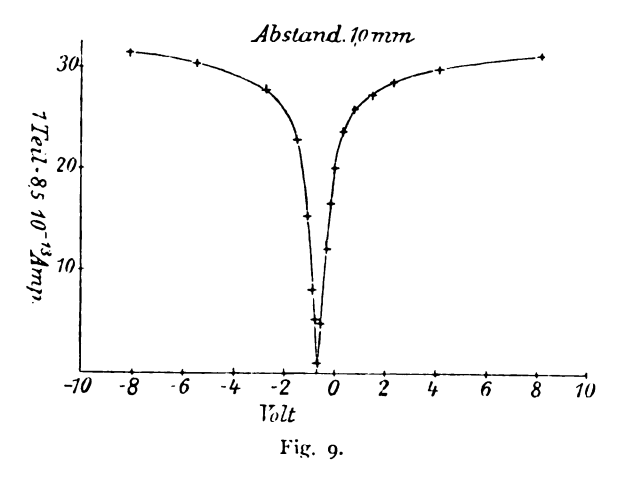


Fig. 9.

bei. Diese läßt erkennen, daß man schon bei etwa 50 [Volt/cm] nahezu den Maximalstrom hatte. Bemerkenswert ist noch der Umstand, daß der Strom nicht bei der Spannungsdifferenz 0 verschwindet, sondern bei ungefähr —0,6 Volt. Dies erklärt sich in einfacher Weise durch den Umstand, daß die beiden Elektroden, die ja aus zwei verschiedenen Metallen, nämlich aus Messing und Aluminium, bestanden, eine gewisse elektromotorische Kraft besitzen mußten. Die Elektroden bildeten gewissermaßen die Pole eines galvanischen Elements[1]), dessen elektromotorische Kraft Messing/*Al* +0,6 Volt betrug.

Verhältnis der Ionisierung in Flüssigkeiten und in Luft. Während nun diese Resultate bereits den Unterschied zwischen der Ionisierung in Flüssigkeiten und in Luft deutlich erkennen ließen, konnten sie andererseits doch keineswegs zu einem exakten Vergleich dienen. Einen solchen konnte man erst dann erhalten, wenn man eine bestimmte Anzahl α-Teilchen einmal in der Flüssigkeit, ein andermal in Luft zur vollständigen Absorption brachte und in beiden Fällen den Leitfähigkeitseffekt bestimmte.

Um die totale Luftionisierung zu messen, welche die α-Teilchen hinter dem *Al*-Fenster hervorriefen, wurde die Anordnung Fig. 10 ver-

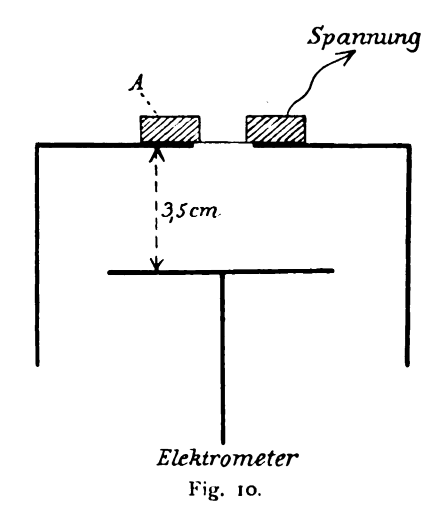


Fig. 10.

wendet. *A* ist das Aufsatzstück des Apparats, von dem hier nur der Messingring mit dem *Al* gezeichnet ist. Fig. 11 gibt die bei dieser Ver-

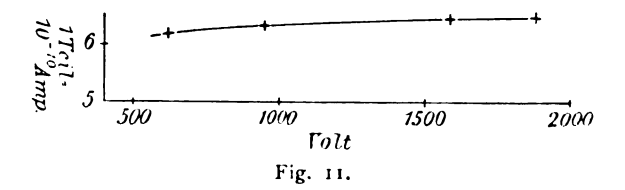


Fig. 11.

suchsanordnung erhaltene Stromkurve wieder, und zwar ist nur das in der Nähe der Sättigung liegende Stück gezeichnet. Vergleichen wir

1) J. J. Thomson u. E. Rutherford, Phil. Mag. **42**, 392, 1896.

1) Die Frage, worin die Wirkung solcher Gaszellen besteht, habe ich seinerzeit (Ann. d. Phys. **16**, 708, 1905) eingehend untersucht.



nun damit die mit Paraffinöl und Petroläther aufgenommenen Kurven, so bemerkt man ohne weiteres die Ähnlichkeit in der langsamen Ausbildung der vollkommenen Sättigung.

Aus der Kurve Fig. 11 kann man immerhin mit großer Annäherung als richtigen Maximalwert $6,5 \cdot 10^{-10}$ Ampere entnehmen. Bei Petroläther betrug andererseits der größte bei derselben Anzahl α-Teilchen gemessene Leitfähigkeitseffekt (Fig. 6) $3,2 \cdot 10^{-13}$ Ampere. Sofern in beiden Fällen die Ionen dieselbe Ladung tragen, so würde sich daraus ergeben, daß von einem α-Teilchen in Luft nahezu 2000mal mehr Ionen gebildet werden als in Petroläther. Etwas schwieriger liegen die Verhältnisse bei Paraffinöl. Hier haben wir überhaupt keine Sättigung erzielt. Nehmen wir den größten bei derselben Anordnung (d. h. bei derselben Lage des Poloniumpräparats) erhaltenen Wert, der ungefähr $5,8 \cdot 10^{-13}$ Ampere betrug, so ist das Verhältnis etwas über 1000, also von derselben Größenordnung wie für Petroläther.

Wenn die angegebenen Zahlen auch keine allzu große Genauigkeit beanspruchen dürfen, so geht doch deutlich aus ihnen hervor, daß die Ionisierung der Flüssigkeiten durch α-Strahlen außerordentlich viel geringer ist als in Luft. Dieses Resultat dürfte darum von Interesse sein, als die Ionisierung in allen Gasen bei Totalabsorption der α-Teilchen nahezu die gleiche ist[1]). Man hätte daher vermuten können, daß sie auch für Flüssigkeiten und feste Körper dieselbe sei. Die mitgeteilten Resultate sprechen nun offenbar vollständig gegen eine solche Auffassung. Es muß damit auch die Frage, inwieweit feste Dielektrika durch α-Strahlen ionisiert werden, noch dahingestellt bleiben.

Nun ist der Leitfähigkeitseffekt in Flüssigkeiten immerhin noch so beträchtlich, daß man ihn ohne Schwierigkeiten mit mäßig empfindlichen Apparaten nachweisen kann. Eine einfache Anordnung, wie man sie etwa zu einem Vorlesungsversuch verwenden kann, ist in Fig. 12 angegeben. Hier dient als obere Elektrode ein *Cu*-Streifen, der auf der einen Seite (vielleicht 2 qcm) mit Polonium belegt ist. Der Streifen wird isoliert über die kreisförmige Öffnung eines zur Erde abgeleiteten Schutzkastens gelegt. Die Isolation geschieht etwa durch einen Glimmerring, den man auf letzteren mittels weißen Siegellacks aufkittet. Unter der Öffnung befindet sich dann die zweite, zum Elektrometer mit Bronsonschaltung führende Elektrode. Das ganze Gefäß ist etwa mit Petroläther gefüllt.

Wenn man nun einmal die mit Polonium belegte und einmal die unbelegte Seite des *Cu*-Streifens über die Öffnung legt, so bekommt

1) W. H. Bragg, Phil. Mag. 11, 617, 1906; 13, 333, 1907. T. H. Laby, Proc. Roy. Soc. 79, 206, 1907.

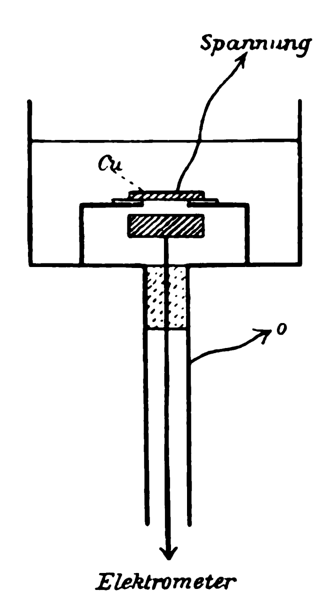


Fig. 12.

man im ersteren Fall einen beträchtlich stärkeren Strom. So habe ich bei meinem zu den früheren Messungen benutzten Poloniumpräparat Unterschiede von etwa 10^{-12} Ampere beobachtet.

Zusammenfassung. Zum Schluß seien nun noch kurz die Resultate der vorliegenden Arbeit zusammengefaßt.

1. Paraffinöl und Petroläther zeigen unter Wirkung der α-Strahlen eine Leitfähigkeitserhöhung. Damit haben wir ein Beispiel dafür, daß auch positive Strahlen flüssige Dielektrika zu ionisieren vermögen.
2. Die Leitfähigkeitserhöhung ist merklich unabhängig von der Stromrichtung. Dies spricht dafür, daß sich die Ionenbeweglichkeiten der erzeugten positiven und negativen Ionen nicht wesentlich voneinander unterscheiden.
3. Es wurde die Abhängigkeit des Effekts vom Abstand der Elektroden und von der angelegten Spannung untersucht. Bei Paraffinöl zeigte es sich, daß der Strom zunächst schneller wächst als die Spannung (ungefähr proportional V^2), bei höheren Spannungen aber, umgekehrt, langsamer als diese. Bei Petroläther wurde nur der letztere Teil der Kurve beobachtet.
4. Bei beiden Flüssigkeiten tritt mit höheren Spannungen Sättigung der Leitfähigkeitserhöhung ein. Bei Paraffinöl konnte die Kurve jedoch nicht bis zur vollständigen Sättigung verfolgt werden, da bei elektrischen Feldern von etwa 10000 [Volt/cm] an noch unaufgeklärte Stromschwankungen die Messungen störten. Bei Petroläther wurde andererseits schon mit 400 [Volt/cm] deutliche Sättigung erzielt.

5. Der Effekt nähert sich mit zunehmender Potentialdifferenz nur langsam der vollkommenen Sättigung. Er zeigt demnach ein ähnliches Verhalten wie der durch α-Strahlen hervorgerufene Ionisierungsstrom in Luft.

6. Die definitive Leitfähigkeitserhöhung tritt nicht momentan mit der Bestrahlung ein. Sie erlangt bei Paraffinöl erst nach mehreren Minuten ihren vollen Wert. Die Anklingungskurve zeigt ferner die Eigentümlichkeit, daß der Effekt zuerst nur langsam und erst nach geraumer Zeit sich rascher seinem definitiven Werte nähert. Die Erscheinung ließ sich jedoch nur bei Paraffinöl und da auch nur bei kleinen elektrischen Feldern bez. bei größerem Plattenabstand (1 mm) beobachten. Bei dem leichtflüssigen Petroläther wurde die Erscheinung nicht festgestellt. Als wahrscheinliche Ursache für den allmählichen Stromanstieg wurde eine langsame Ausbildung der definitiven Ionenverteilung zwischen den Elektroden angeführt.

7. Sofern man nur schwache elektrische Felder verwendet, verschwindet bei Paraffinöl die Leitfähigkeitszunahme nach Aufhören der Bestrahlung erst nach einigen Minuten, bei starken elektrischen Feldern jedoch fast momentan. Bei Petroläther wurde stets ein rasches Verschwinden des Effekts beobachtet. Die Abklingungskurve nimmt im einzelnen einen durchaus analogen Verlauf wie die oben genannte Anklingungskurve.

8. Zum Vergleich wurden mit demselben Apparat die Abstands- und die Stromkurve auch für Luft aufgenommen. Desgleichen wurde das Verhältnis der Ionisierungseffekte in Flüssigkeiten und in Luft bestimmt. Danach erzeugt ein α-Teilchen bei vollkommener Absorption in Petroläther etwa 2000mal, in Paraffinöl etwa 1000mal weniger Ionen als in Luft.

Zürich, Physikal. Institut der Universität, Oktober 1909.

(Eingegangen 28. Oktober 1909.)

Bewegung „starrer" Körper und Relativitätstheorie.

Von G. Herglotz.

Zur Notiz des Herrn P. Ehrenfest über „Gleichförmige Rotation starrer Körper und Relativitätstheorie"[1]) sei es gestattet, folgende allgemeine Bemerkung hinzuzufügen:

1) Diese Zeitschr. **10**, 918, 1909.

Die von Herrn M. Born[1]) als Bedingungen der „Starrheit" aufgestellten sechs partiellen Differentialgleichungen können durch einfache geometrische Betrachtungen vollständig integriert werden[2]). Das Resultat läßt sich kurz dahin aussprechen, daß der so definierte „starre" Körper, allgemein zu reden, bloß eine dreifache Bewegungsfreiheit besitzt. Es ist nämlich seine Bewegung durch die willkürlich vorzuschreibende Bewegung eines einzigen seiner Punkte eindeutig festgelegt — ausgenommen den speziellen Fall, daß die „Weltlinie" dieses Punktes als „Schraubenlinie" vorgegeben ist. Soll ein Punkt insbesondere fest sein, so ist einzig eine gleichförmige Rotation des Körpers (und zwar dann als starr im gewöhnlichen Sinne) um eine feste durch den Punkt gehende Achse möglich, im Einklang mit der von Herrn P. Ehrenfest in so einfacher Weise dargetanen Tatsache, daß eine gleichförmige Rotation durch keinerlei Kräfte aus dem Ruhezustand heraus zu erzeugen ist.

1) Ann. d. Phys. **30**, 1, 1909. Vgl. auch diese Zeitschr. **10**, 814, 1909.
2) Vgl. einen in den Ann. d. Phys. demnächst erscheinenden Aufsatz, nach dessen Niederschrift ich erst von der Notiz des Herrn P. Ehrenfest Kenntnis erhielt.

Leipzig, den 8. Dezember 1909.

(Eingegangen 11. Dezember 1909.)

Über den Ursprung der in der Atmosphäre vorhandenen γ-Strahlung.

Von Th. Wulf.

Die vorliegenden Untersuchungen waren bereits vollständig abgeschlossen, als die Berichte der von Kurz[1]) und Gockel[2]) zu Salzburg gehaltenen Vorträge erschienen. Da ich einige Fragen direkt experimentell angegriffen habe, die Kurz in mehr indirekter Weise behandelt, so glaube ich, daß meine Untersuchungen doch noch willkommen sein werden. Daß sich auf diesem Wege eine so vollkommene Übereinstimmung mit den teilweise auf ganz andern Methoden beruhenden Untersuchungen von Ebert und Kurz ergeben hat, ist ja um so erfreulicher.

Die früheren Angaben über die Absorption der äußeren Strahlung hatte ich, dem Beispiel anderer Forscher folgend, in Prozenten angegeben. Diese Bezeichnungsweise ist nicht zweckmäßig. Denn bekanntlich hängt die Ionisation in geschlossenen Gefäßen von den geringsten Spuren eindringender Emanation ab, und im Laufe dieser Untersuchungen überzeugte ich

1) K. Kurz, diese Zeitschr. **10**, 834, 1909.
2) A. Gockel, diese Zeitschr. **10**, 845, 1909.

mich mehr und mehr davon, wie außerordentlich schwer es ist, bei starken Temperaturschwankungen die Lufterneuerung vollständig zu vermeiden. Die Angaben von Absorptionsversuchen in Prozenten schwanken aber mit der veränderlichen Gesamtstrahlung, während die Verminderung der Ionenzahl nicht davon abhängt. Eine Angabe in Prozenten kann daher nicht ohne weiteres auf andere Beobachtungen übertragen werden. So gibt sich aus meinen Angaben (Tabelle S. 156)[1]) ein Überschuß der Strahlung außerhalb der Höhlen über die Strahlung im Innern zu 6,7 Volt = 10,7 Ionen pro ccm und Sekunde. Herr Kurz hat offenbar 42 Proz. von dem Mittelwert meiner Angaben über die zeitlichen Schwankungen benutzt und so 12 Ionen pro ccm und Sekunde berechnet. Auch der Wert 10,7 ist für die Strahlung in den Höhlen noch etwas zu groß. Bei den ersten Beobachtungen waren die β-Strahlen nicht genügend abgehalten. Indes komme ich nach den sorgfältigsten Korrekturen doch gerade auf jene Zahl (10 Ionen pro ccm und Sekunde), die Kurz als Mittelwert aus meiner zu hohen und der von Mc Lennan[2]) angegebenen Zahl angenommen hat, so daß die schönen Überlegungen von Kurz auch numerisch mit meinen Beobachtungen im Einklang stehen bleiben.

Die gebrauchten Instrumente waren die früher[3]) beschriebenen. Meist wurden zwei, zeitweilig sogar drei Instrumente nebeneinander gebraucht. Es konnten so etwaige Störungen in einem Apparat, Ablesefehler u. dergl., sofort von reellen zeitlichen Schwankungen der Strahlung unterschieden werden. Bei Versuchen über den Einfluß des Ortes wurde Versuch und Gegenversuch zu gleicher Zeit gemacht, wodurch umgekehrt die zeitlichen Schwankungen herausfielen.

Im Laufe der Untersuchungen erwies es sich als sehr wünschenswert, einen Apparat einfach unter Wasser versenken zu können. Er wurde zu dem Zweck in einen festen Kasten aus verzinktem Eisenblech eingebaut und vollständig darin zugelötet. Zum Durchlassen des Lichtes waren zwei Fensterchen eingekittet, die unter Wasser noch durch eine Verschraubung geschützt wurden. Die Ladevorrichtung bewegte sich in einem gefetteten Schliffstück in der oberen Wand, beim Nichtgebrauch war sie gleichfalls noch einmal durch eine aufgeschraubte Kappe abgedichtet. Es konnte sich also die Luft in dem Vorraum schon nicht erneuern. Dieser Apparat hat mir viele Dienste geleistet. Auch der Einfluß der Temperaturschwankungen, die sonst leicht Luftströmungen in dem Elektrometer verursachten und die Fäden wandern machten beim Ablesen, wurde durch diese Doppelwand vollständig unterdrückt. Endlich zeigte es sich auch, daß bei den früheren Untersuchungen die β-Strahlen nicht vollständig ausgeschlossen gewesen waren, so daß die Werte durchweg etwas zu hoch ausfallen mußten, was mit diesem soliden Eisenkasten ebenfalls beseitigt wurde.

Ich habe bei diesen Untersuchungen, die in Deutschland, Holland und Belgien im Verlaufe des Sommers ausgeführt wurden, von allen Seiten die bereitwilligste Unterstützung gefunden, wofür auch an dieser Stelle allen herzlich gedankt sei.

Die Beobachtungen sind geordnet nach den Fragen, zu deren Beantwortung sie angestellt wurden. Selbstverständlich sind es nur Stichproben, gültig unter den gegenwärtigen Bedingungen; ähnliche Untersuchungen an andern Orten unter den verschiedensten geologischen Verhältnissen wären zur Vervollständigung des Bildes sehr wünschenswert.

I.

Wie groß ist der Betrag der Ionisation im Innern eines abgeschlossenen Luftraumes, der durch von außen kommende Strahlung erzeugt wird?

Hierher gehört zunächst die schon mehrfach beobachtete Tatsache, daß die Wände der Häuser selbst durchdringende Strahlen aussenden. Bei Gelegenheit der Beobachtungen in Deutschland, Holland und Belgien konnte das wiederholt bestätigt werden. Tabelle I gibt in der letzten Reihe den Überschuß der durchdringenden Strahlung im Zimmer über den im Freien erhaltenen Wert in Ionen pro ccm und Sekunde.

Tabelle I.

Strahlung der Wände von Gebäuden.

Ort	Material	Alter	Strahlung Ionen pro ccm u. Sekunde
Abtei Maria Laach bei Andernach a. Rh. . .	Vulkanisch Tuff	50 Jahre	13,7
Valkenburg, Colleg, Holland-L.	Ziegelsteine	15 „	5,7
Löwen, Colleg, Belgien	Ziegelsteine	—	8,0
Namur, Colleg N. D. de la paix, Belgien . . .	Ziegelsteine	ca. 100	3,7
Wynandsrade Kasteel, Holland	Ziegelsteine	200 Jahre	0,0

Nur in dem alten holländischen Kasteel Wynandsrade, vor fast 200 Jahren aus Ziegelsteinen erbaut, zeigte sich kein Unterschied in der Strahlung im Zimmer und im Freien. — Am stärksten war die Strahlung in Maria Laach in einem

1) Th. Wulf, diese Zeitschr. 10, 152, 1909.
2) Mc Lennan, diese Zeitschrift 9, 440, 1908.
3) Gockel u. Wulf, diese Zeitschr. 9, 907, 1908; Wulf, diese Zeitschr. 10, 152, 1909.

Flügel der Abtei, der vor etwa 50 Jahren aus vulkanischem Tuff gebaut war. Herr Professor Gockel, der gerade vergleichende Messungen an Gesteinen machte, fand denn auch eine Probe des Gesteins stärker aktiv, als es sonst Basalte zu sein pflegen. Es ergibt sich hieraus die Notwendigkeit, die Beobachtungen im Freien zu machen, oder wenigstens den Einfluß der Wände festzustellen, damit die Resultate mit denen anderer Forscher vergleichbar seien.

Um nun den Betrag zu finden, welcher draußen im Freien durch äußere Strahlung verursacht ist, muß man diese durch alle möglichen Mittel zu unterdrücken suchen. Die Differenz zeigt dann an, welcher Effekt sicher von außen erregt war. Schon früher hatte ich in den Kreidehöhlen, welche sich in der Nähe von Valkenburg (Holland-Limburg) befinden, eine bedeutende Verminderung der Gesamtstrahlung gefunden. Die Frage war also weiter, ob auch in diesen Kreidehöhlen sich noch γ-Strahlen feststellen lassen. Da einige Versuche mit dem Ebertschen Ionenzähler einen etwa zwölfmal so starken Ionengehalt als draußen ergeben hatten, mußte man auf reichen Emanationsgehalt der Höhlenluft schließen. Der Versuch, dieselbe nachzuweisen, war wegen der großen Feuchtigkeit anfangs ohne Erfolg. Die Drahtaktivierung mit Funkeninduktor und Akkumulatoren ist wegen des Transports recht umständlich. Schließlich gelang es mit Hilfe der Wasserbatterie nach Herweg [1]), die durch eine den Gockel-Haken nachgebildete Vorrichtung isoliert war, einen ausgespannten Draht drei Stunden lang auf —500 Volt geladen zu halten. Die Untersuchung erfolgte dann in einem befreundeten Hause am Ausgang. Es zeigte sich eine ganz enorme Aktivität, die in etwa vier Stunden vollständig verschwand. Bei Aufzeichnung der Resultate erhielt man eine auffallend reine Radiumkurve. Zum Vergleich wurde derselbe Draht mit derselben Batterie außerhalb der Höhle ebenfalls drei Stunden geladen und mit demselben Instrument untersucht. Die Aktivität war viel schwächer, konnte aber 30 Stunden lang verfolgt werden. Die Anfangsionisation kam zu 26 Proz. von Thorium. Die Radiumaktivität war nur 1:150 von der in der Höhle erhaltenen.

Für die Ebertsche Hypothese ist noch folgende Beobachtung von Interesse. Bei der beschriebenen Beobachtung herrschte fallender Luftdruck, in den letzten 24 Stunden sank das Barometer beständig, im ganzen um 8 mm. Eine zweite Beobachtung bei steigendem Luftdruck (6 mm innerhalb 24 Stunden) gab statt eine 150-, nur eine 108mal so starke Aktivität als draußen.

Nach Thoriumemanationen bzw. -induktionen in der Höhlenluft habe ich wiederholt und mit allen bekannten Mitteln gesucht, ohne je eine Spur zu finden.

Man mußte jedenfalls schließen, daß die Höhlenluft Radium *C* enthält, welches γ-Strahlen aussendet, und daß sich die äußere Strahlung also noch weiter würde herabsetzen lassen.

An einer Stelle befand sich in der Höhle ein ziemlich ausgedehnter Teich, dessen Wasser keine Radioaktivität erkennen ließ. Wurde der Apparat in das Wasser versenkt, so hatte die obere Wand eine etwa 50 cm dicke Wasserschicht über sich, und es zeigte sich die Strahlung noch weiter vermindert um 3,4 Ionen. In der Höhlenluft selbst war bei dieser dicken Eisenwand die Veränderung auf 6,6 Ionen zurückgegangen, so daß im ganzen die Verminderung im Wasser der Höhle gegen draußen 10 Ionen/ccm·sec betrug. Es ist also sicher erwiesen, daß die von außen eindringende Strahlung hier 10 Ionen erzeugte.

Tabelle II.

Absorption der durchdringenden Strahlung.

Ort	Material	Meter	Stunden	Ionendifferenz
Valkenburg, Holl.	Wasser in Kreidetuffhöhlen	20	12	10,0
	Wasser in gemauertem Bassin	1/2	26	8,0
Maria Laach, Rheinld.	Wasser des Laacher Sees	bis 12	15	7,3
Han-sur-Lesse, Belg.	Kalksteingrotte, Saal: La mystérieuse	100	3	9,5
Charleroy, Belg.	Kohlenbergwerk	983	1	2,2
Auvelais, Belg.	Kohlenbergwerk	200	2	0,7
Fleurus, Belg.	Barytgrube	20	1	5,1
Namur	Wasser der Maas	2	3	6,5

Die Versuche wurden dann in einigen leicht erreichbaren Bergwerken und Höhlen Belgiens wiederholt. Alle Versuche, die äußere Strahlung durch Absorption zu bestimmen, sind in Tabelle II zusammengestellt. Die erste Zahlenreihe gibt die Dicke der absorbierenden Schicht, die zweite die gesamte Beobachtungsdauer, die letzte gibt die Verminderung der γ-Strahlung gegen das Mittel aus dem vorher und nachher draußen gefundenen Wert in Ionen pro ccm und Sekunde.

Die Beobachtung in der Grotte von Le Han-sur-Lesse (9,5) stimmt sehr gut mit den Versuchen in der holländischen Kreide.

Die Gesteine der Kohlenbergwerke senden offenbar γ-Strahlen aus, welche nicht ganz halb so stark sind als die der obersten Erdschicht.

Aus den Versuchen im Laacher See und in

1) J. Herweg, diese Zeitschr. 7, 663, 1906.
2) A. Gockel, diese Zeitschr. 6, 328, 1905.

der Maas geht wohl hervor, daß beide schwach aktives Wasser haben.

Bemerkenswert für die Geologie ist der Umstand, daß in der Barytgrube nur eine sehr schwache Strahlung gefunden wurde, während sonst Barium beim Ausfällen das Radium fast ganz mit sich reißt. Es muß sich also der Baryt aus sehr radiumarmen Lösungen niedergeschlagen haben.

II.

Kommt diese Strahlung aus der Luft (event. von der Sonne) oder aus dem Erdboden?

Bei der großen Verbreitung radioaktiver Stoffe ist es zwar von vornherein unwahrscheinlich, daß alle vorhandenen Strahlen aus einer scharf umgrenzten Quelle stammen. Da die Luft sowohl als der Erdboden Radiumemanation enthalten, so werden ihre Zerfallsprodukte auch γ-Strahlen in die unteren Schichten der Atmosphäre entsenden. Die Frage will daher zunächst so verstanden sein, welches die Quelle ist, aus der die Strahlen zum weitaus größten Teil kommen. Die Meinungen darüber gehen bekanntlich ziemlich weit auseinander. Meine Versuche weisen alle auf den Boden als Hauptquelle der γ-Strahlen. Die zahlreichen Beweise liegen darin, daß schon geringe Ortsunterschiede unter Umständen bedeutende Unterschiede der Strahlung aufweisen.

Schon McLennan hatte gefunden, daß die Strahlung auf dem Eise des Ontariosees um 6,3 Ionen pro ccm und Sekunde sank. Ich fand eine nahezu gleich starke Verminderung auf dem Laacher See in einem Badehaus nur etwa 40 m vom Ufer entfernt. In der Mitte des Sees, etwa 1 km von den Ufern aber war die Strahlung nicht mehr merklich geringer als in dem Badehause. Und als der Apparat dann in die Tiefe versenkt wurde, bis etwa 12 Meter tief, war die weitere Abnahme ebenfalls nur noch gering. Es schien also, daß schon eine viel weniger ausgedehnte Wasserfläche die Strahlung ebenfalls merklich schwächen würde. Das bestätigte sich zunächst auf einem Weiher in Wynandsrade, eine Stunde von hier, wo der Apparat nur 10 m von den Ufern entfernt auf einem Holzschragen stand. Dann ging ich an einen noch kleineren Weiher in unserm Garten, bei nur 3 m Uferabstand, ebenfalls mit unzweifelhaftem Erfolg. Endlich versuchte ich ein gemauertes Wasserbassin von 1 m² Querschnitt und 2 m Tiefe, und schließlich einen Steg über einen Graben von 70 cm Breite und 25 cm Tiefe. Tabelle III enthält eine Zusammenstellung dieser Resultate. Sie gibt nur die Mittelwerte der Differenz über dem Festland und über dem Wasser. Die in der vorletzten Reihe beigefügte Zahl der Beobachtungsstunden, über welche der Mittelwert sich erstreckt, gibt einen Anhalt für die Zuverlässigkeit desselben.

Tabelle III.

Verminderung der γ-Strahlung über Wasser.

Nr.	Beobachtungsort	Uferabstand m	Gesamtdauer Stunden	Differenz in Ionen cm³ sec
1	Laacher See (Rheinland) . . .	40	24	4,9
2	Wynandsrade, Holl., Apparat I	10	43	3,1
3	„ „ Apparat II	10	36	3,3
	Valkenburg:			
4	Colleg, Weiher, Apparat I	3	64	3,3
5	„ „ Apparat II	3	90	3,8
6	über Wasserbassin 1 m²×2 m Apparat II	1/3	7	3,2
7	im Wasserbassin, oben schwebend	1/3	36	7,5
8	auf Steg über Wassergraben 70 cm breit, 25 cm tief .	1/4	5	1,2

Wenn bei großen Seen die Möglichkeit, daß die Luft über dem Wasser einen andern Radiumgehalt hat als über Land, nicht von vornherein von der Hand zu weisen ist, so ist das bei so kleinen Flächen vollständig ausgeschlossen. Zum Überfluß war die Verminderung an Tagen mit Windstillen nicht größer als bei heftigem Wind. Man muß also schließen, daß die γ-Strahlung vorzugsweise vom Boden ausgeht. Bei der Beobachtung 7 war der Apparat ganz vom Wasser umgeben, ausgenommen nur die obere Fläche, während bei 6 die vier Seitenflächen ebenfalls frei waren. Die Differenz zwischen 6 und 7 gibt also ein Maß für die schräg von unten und seitwärts von einem etwa 15 m hohen Hügel ausgehende Strahlung.

Weitere Beweise für diese Behauptung liegen in den folgenden Beobachtungen, die jedoch weiter greifen.

III.

Da die Strahlung vom Boden ausgeht, kommt sie hauptsächlich von der Oberfläche (von den durch die negative Erdladung angehäuften Induktionen) oder aus dem Innern.

Zur Beantwortung einer ähnlichen Frage hat Strong[1]) in einer Höhle beobachtet mit dem Resultat, daß die Strahlung daselbst merklich abnahm, wie schon früher Elster und Geitel[2]) gefunden und neuerdings Verfasser bestätigte. Alle diese Beobachtungen würden also gegen die Erde als Strahlungsquelle sprechen. Indes sind sie für diese Frage nicht beweiskräftig, da für die Strahlen der Atmosphäre wegen der Absorption nur eine Schicht von höchstens einem Meter Dicke in Frage kommen kann, alle Höhlen und Bergwerke aber wesent-

1) W. W. Strong, diese Zeitschr. **9**, 117, 1908.
2) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschr. **6**, 733, 1905.

lich tiefer liegen. Cooke[1]) hat den Apparat eingegraben und findet die Strahlung im Boden gerade so stark wie auf einem Grasplatze. Ich habe diese Versuche in der Weise wiederholt, daß auf einer Wiese der Rasen mit Erdreich entfernt und ein Loch ausgehoben wurde, in welches der Apparat versenkt und auch oben mit etwa 20 cm Bodenmaterial bedeckt wurde. Da die Oberflächeninduktionen mit dem Rasen entfernt waren, mußte die Strahlung jetzt schwächer werden oder wenigstens konstant bleiben, wenn die Oberflächeninduktion wesentlich daran beteiligt war. Es fand sich aber eine ganz bedeutende Zunahme der Strahlung, fast auf das Doppelte. Die vier Tage hindurch fortgesetzten Beobachtungen hatten beständig dasselbe Resultat. Tabelle IV enthält beispielsweise die Ablesungen in Ionen pro Sekunde für einen Tag.

Tabelle IV.

Zunahme der Strahlung im Innern der Erde.

Zeit	Verluste in Ionen pro Sekunde auf dem Boden	im Boden
9—10 a.	25,3	—
10 a.—1 p.	—	30,8
1—3 p.	22,9	—
3—5 p.	—	29,3
5—6 p.	23,5	—
6—8 p.	—	30,2
8—9 p.	23,8	—
Mittel:	23,9	30,1

Die Differenz der Mittelwerte bedeutet einen Unterschied von 6,2 Ionen pro Sekunde. Wenn die Strahlung einzig aus dem Boden kommt, so mußte man mit Strong (l. c.) eine Verdoppelung erwarten beim Eingraben, falls der Versuch auf einer Ebene gemacht wird. Da bei meinem Versuch einerseits das strahlende Haus, andererseits in 40 m Entfernung ein Hügel sich erhob, mußte der Effekt geringer bleiben. Die Beobachtung wurde wiederholt zuerst auf einer anderen freier gelegenen Wiese, 10 Minuten entfernt. Das Resultat war eine noch stärkere Zunahme, nämlich um 7,8 Ionen. Dann wurden in Belgien zu Löwen und zu Namur die Versuche wiederholt, immer qualitativ mit demselben Resultat, daß die Hauptmasse der γ-Strahlen nicht von der Oberfläche, sondern vom Erdinnern ausgeht.

Aus dieser Beobachtung läßt sich ein Höchstbetrag für den Anteil der induzierten Aktivität an der Oberfläche berechnen. Der Strahlungseffekt an der Oberfläche beträgt 10 Ionen und setzt sich zusammen aus einem Teil, der durch Strahlen erzeugt ist, die aus dem Innern der Erde kommen (x), und einem Teil, der von der Oberfläche ausgeht (y). Im Innern ist der Gesamteffekt 7,8 Ionen stärker, also 17,8 Ionen. Man hat also

$$x + y = 10$$
$$2x = 17,8.$$

Also $x = 8,9$ Ionen aus dem Erdinnern, $y = 1,1$ Ionen von der Oberfläche. 1,1 Ionen ist ein Höchstwert, weil 1. die obere bedeckende Schicht bei dem Losgraben wohl von ihrer Aktivität verloren hatte; 2. die Wiese auch etwas vertieft lag. Der Versuch soll nächstens sorgfältiger und auf einer vollkommenen Ebene wiederholt werden.

Dieses Resultat wurde noch durch eine andere Beobachtung bestätigt. Die hiesige Kreide erwies sich nach verschiedentlich angestellten Messungen außerordentlich inaktiv. Wenn nun der Boden der Ausgangspunkt der γ-Strahlen ist, so mußte die Strahlung an Stellen, wo die Kreide aus dem Boden hervortritt, schwächer sein, als etwa über Ackererde, kommt sie aber vorzugsweise von den Induktionen der Oberfläche, so kann die Gesteinsart nur wenig Einfluß haben. Es fand sich ein Block von etwa 2 m Länge und Breite bei 1,5 m Höhe, dessen bemooste Oberfläche bewies, daß sie seit Jahren nicht verletzt war. Die Strahlung auf dem Block war 3,8 Ionen pro Sek. schwächer als auf einem mit Gras bewachsenen Erdhügel etwa 5 m entfernt. Es ist deshalb gar nicht auffallend, wenn z. B. Mc Lennan in Amerika eine merklich geringere Zahl findet (6,3) für die äußere Strahlung, als sie hier gefunden wurde.

Man sieht hier leicht, daß diese Resultate bei der starken Verschiedenheit des Radiumgehaltes in den verschiedenen Gesteinen einer weitgehenden Prüfung unterzogen werden können. Eine sehr wichtige Gegenprobe wäre im Luftballon zu machen. Da man nach Kurz[1]) für 80 m Luft eine Schwächung auf den halben Wert ansetzen darf, so muß man schon in 500 m Höhe ein praktisch vollständiges Verschwinden des Phänomens erwarten.

IV.

Sind diese oberen Erdschichten primär aktiv oder sekundär durch die Zerfallsprodukte einer Emanation, die aus tiefer gelegenen Schichten hervordringt?

Die Zerfallsprodukte des Thoriums können wegen der Kurzlebigkeit seiner Emanation nicht aus großen Tiefen stammen. Wo sich die Thoriumemanation in der Luft findet, da liegt das aktive Material in den obersten Schichten des Bodens. Beim Radium wäre auch der andere Fall denkbar, daß die Emanation aus größeren Tiefen, sei es durch Diffusion, sei es

1) H. L. Cooke, Proc. Cambridge Phil. Soc. 13, 160, 1905.

1) K. Kurz, diese Zeitschr. 10, 834, 1909.



durch die beständige Bodenatmung, heraufkommt. Diese Frage kann natürlich noch weniger als die früheren durch einen Versuch allgemein entschieden werden. Es handelt sich nur um eine Stichprobe. Durch die Güte des Herrn Architekt Joosten konnte ich auf dessen Zementsteinfabrik zwei große Betonzylinder von 1 m Höhe und 1 m Durchmesser benutzen. Nachdem ein Vorversuch gezeigt, daß die 10 cm dicken Wände nichts ausstrahlen, sondern sogar einen Teil der gewöhnlichen Strahlung absorbieren, ließ ich einen Zylinder mit jenem Bodenmaterial füllen, das sich als γ-Strahlen aussendend erwiesen hatte. Nur in der Mitte blieb ein kleiner Raum frei zur Aufnahme des Apparats. Durch die dicken Zementwände war nun diese Erdmasse der Bodenatmung entzogen. Stammte daher die γ-Strahlung im Boden von den Zerfallsprodukten einer aus größeren Tiefen eingewanderten Emanation, so müßte sie jetzt abklingen. Zur Kontrolle wurde der Apparat stets vor und nach jedem Versuch in dem aufgefüllten Zylinder 1—2 Stunden in den leeren Zylinder gestellt. So hob sich der etwaige Einfluß der Luft, der Erdoberfläche und namentlich auch der Niederschläge heraus. Der Überschuß konnte nur von dem eingefüllten Material selbst stammen. Am ersten und besonders am zweiten Tage nach dem Einfüllen zeigte sich eine merklich geringere Strahlung, so daß ich schon an die verschwindende Emanation dachte. Am dritten Tage aber nahm die Strahlung wieder zu und erreichte am vierten wieder nahezu den Betrag, der sich auch im Boden selbst gezeigt hatte. Daraufhin wurde die Beobachtung fortgesetzt. Die erwartete Beständigkeit trat aber nicht ein, die Strahlung ging beständig auf und ab, der größte Wert (7,8) betrug mehr als das Doppelte des kleinsten (2,9). Die Beobachtung wurde (mit einigen Unterbrechungen) 41 Tage fortgesetzt.

Damit war zunächst die gestellte Frage entschieden, es handelte sich hier nicht um eingewanderte Emanation, sondern das radioaktive Material befand sich, wenigstens zum weitaus größten Teil, in dem Gefäß selbst, entstammte also der obersten Erdschicht von weniger als 1 m Tiefe. Folgendes sind die beobachteten Differenzen, die also als Strahlungen der Erdmasse angesehen werden müssen. Es wurden meist zwei Beobachtungen in dem gefüllten Zylinder gemacht, die durch drei Beobachtungen in dem leeren eingeschlossen waren.

Tage:	1	2	3	4	5	6	8
Ionen:	6,6	6,1	5,4	6,8	7,1	6,8	5,3
	6,3	3,6	5,6	7,6	7,1	7,1	4,3

Tage:	9	10	11	12	13	15	16
Ionen:	4,3	5,1	2,0	3,9	5,1	5,8	6,1
	4,6	5,8	3,9	4,6	4,6	6,1	5,6

Tage:	17	29	34	39	40	41
Ionen:	6,3	5,4	5,6	6,5	4,1	6,5
	—	5,8	6,1	4,9	4,4	4,6

V.

Die Versuche gaben aber noch ein anderes unerwartetes Resultat. Bei genauerer Betrachtung fiel es bald auf, daß die höchsten Strahlungen sich bei Regenwetter einstellten. Es wurden daher die Luftdrucke nach den offiziellen Berichten des holländ. meteorol. Instituts zu de Bilt mit den Werten verglichen, indem die Strahlungen zwischen 765—760, 759—755 mm Luftdruck usw. zu einem Mittelwert vereinigt wurden. Es ergab sich folgendes:

Tabelle 5.

Abhängigkeit der Bodenstrahlung vom Luftdruck.

Luftdruck	770—765	764—760	759—755	754—750
Strahlung	4,6	5,0	5,5	5,65
Zahl der Beobachtungen	9	15	8	3

Nachdem also alle Einflüsse von Luft und Regen durch die Versuchsanordnung ausgeschaltet waren, zeigte sich ganz sauber ein Einfluß des Luftdrucks, je niedriger der Luftdruck, desto stärker die Strahlung. Wir haben hier also den merkwürdigen Fall, daß sich die γ-Strahlung eines bestimmten Materials als vom Luftdruck abhängig erweist. Die Erklärung ist sehr einfach; sie ist schon von Prof. Ebert[1]) bei der Diskussion des Gockelschen Vortrags gegeben. Bei steigendem Luftdruck wird die emanationsreichere Luft in das Innere zurückgedrängt, die von den Zerfallsprodukten (besonders Radium C) ausgehenden γ-Strahlen werden durch die Erdmassen selbst in höherem Grade absorbiert und die Strahlung wird schwächer.

Es ist klar, von wie großer Bedeutung diese Beobachtung ist für die Erklärung der Schwankungen der γ-Strahlung in der Atmosphäre. Obwohl hier die ganze Luftbewegung sich in einer Erdschicht von etwas weniger als $\frac{1}{2}$ m abspielt, so kommt die dadurch erregte Schwankung der γ-Strahlung doch zu einer Höhe, welche mit der in der Atmosphäre beobachteten von derselben Größenordnung ist. Das heißt aber: es ist hiermit direkt nachgewiesen, daß die dem Erdreich entstammende Strahlung Schwankungen mit dem Luftdruck zeigt, und daß die Schwankungen von Luftdruck (und Temperatur) hinreichen, um die tatsächlich beobachteten Schwankungen der γ-Strahlung zu erklären.

1) H. Ebert, diese Zeitschr. **10**, 847, 1909.

Man könnte diese Frage nach dem Ursprung der Schwankungen der γ-Strahlen auch direkt angreifen. Da ich selbst vorläufig keine Gelegenheit zu dieser Untersuchung habe, so werden vielleicht andere in der günstigen Lage sein. Man brauchte nur auf ausgedehnten Wasser-, Eis- oder Gletscherflächen zu untersuchen, ob die γ-Strahlung ihre periodischen Schwankungen beibehält oder nicht. Wenn die Schwankung in den vom Boden ausgehenden Strahlen liegt, so muß sie bei einer Uferdistanz von etwa 500 m fast vollständig verschwinden. Ich habe im August und September Versuche auf dem kleinen Weiher in unserem Garten gemacht (Uferdistanz 3 m). Die Mittelwerte der Amplituden aus 12 ungestörten Tagen waren „Auf See" und „Am See" merklich gleich. Indes beweisen diese Versuche für einen so außerordentlich kleinen Effekt bei der geringen Uferdistanz nichts.

VI.

Kommt nicht wenigstens ein nachweisbarer Teil der in den unteren Schichten der Atmosphäre beobachteten γ-Strahlung aus der Luft selbst?

Wenn man zunächst beachtet, daß die Höhlenluft, die vielmal (100 mal?) reicher an Emanation ist, doch so geringe Mengen γ-Strahlen aussendet (3—4 Ionen), so kommt man für die freie Luft auch auf diesem Wege zu den kleinen Werten, die schon Eve[1]) 1906 berechnete (0,06—0,22). Da aber trotzdem der atmosphärische Ursprung der γ-Strahlen in der Literatur noch vertreten wird, so habe ich einige Versuche unternommen, um etwaige aus der Luft kommende Strahlen direkt nachzuweisen. Der Apparat wurde in den Boden eingegraben und oben mit einem Wasserfaß verdeckt. War das Faß leer, so konnten die Strahlen aus der Luft in das Innere des Elektrometers eindringen, war es gefüllt, so wurden sie zum größten Teil absorbiert. Es ergab sich folgendes:

Mit Strahlung von oben 19,4 19,2 20,2
Mittel: 19,6 Volt.
Ohne Strahlung von oben 19,0 19,6 19,6
Mittel: 19,4 Volt.

Man findet wirklich eine geringe Verminderung von 0,2 Volt/Stunde = 0,3 Ionen/Sek., indes liegt der Effekt an der Grenze dessen, was sich mit Bestimmtheit beobachten läßt.

Eine andere Versuchsreihe wurde an dem gemauerten Wasserbassin gemacht mit senkrechten Wänden. Einmal wurde der Apparat so weit eingetaucht, daß nur die obere Wand von Wasser frei blieb. Strahlen aus der Luft konnten also eindringen. Ein anderes Mal war die obere Wand ca. 1 m unter Wasser und die Strahlen von oben wurden fast vollständig absorbiert, wenn sie existierten.

Es zeigte sich im Mittel aus 15 Beobachtungsstunden eine Differenz von 0,3 Volt pro Stunde, also ebenfalls ein Wert, der an der Grenze des sicher Nachweisbaren liegt. Und man muß noch die Möglichkeit offen lassen, daß er durch sehr schief seitwärts eintreffende Strahlen, welche das Elektrometer oben im Wasser erreichen, bewirkt ist.

Es sind auch seit einem Jahr die Beobachtungen über die zeitlichen Schwankungen zugleich mit Registrierungen des Potentialgefälles ununterbrochen fortgesetzt, worüber demnächst soll berichtet werden.

Man kann den Inhalt dieser Arbeit kurz so zusammenfassen. Es wird über Versuche berichtet, welche beweisen, daß an dem Beobachtungsort die durchdringende Strahlung von primär radioaktiven Substanzen verursacht wird, welche in den obersten Erdschichten liegen, bis etwa 1 m unter der Oberfläche.

Wenn ein Teil der Strahlung aus der Atmosphäre stammt, so ist er doch so klein, daß er sich mit den gebrauchten Mitteln nicht nachweisen ließ.

Die zeitlichen Schwankungen in der γ-Strahlung können erklärt werden durch Verschieben der emanationsreicheren Luftmassen in der Erde in größere oder geringere Tiefen durch die Schwankungen des Luftdrucks.

Valkenburg, Phys. Inst. des Ignat.-Coll., November 1909.

(Eingegangen 24. November 1909.)

1) A. S. Eve, Phil. Mag. (6) **12**, 189, 1906; Fortschr. d. Phys. **62**, II, 203, 1907.

Photographische Wirkung einer gebrannten Holzfläche sowie einiger Flüssigkeiten.
(Photographic Action of a Scorched Surface of Wood and Some Liquids.)

Von D. Isitani.

W. J. Russell hat gefunden, daß viele Hölzer und Fasern im Dunkeln auf eine photographische Platte einwirken, wenn sie mit dieser in Berührung oder in kurzen Abstand von ihr gebracht werden. Er schreibt dies der Wirkung von H_2O_2 zu, das von den im Holze enthaltenen harzigen Substanzen erzeugt würde. Die Wirkung wird durch verschiedene Einflüsse gesteigert, z. B. wenn man das Holz intensiver Belichtung aussetzt, oder wenn man die ganze Anordnung auf eine hohe Temperatur bringt. Russell erhielt viele Bilder durch achtzehnstündige Exposition bei 55° C.

Als ich die photographische Wirksamkeit gewisser radioaktiver Substanzen untersuchte, bemerkte ich, daß die photographische Wirksamkeit von Holz im allgemeinen erhöht wird, wenn man seine Oberfläche anbrennt. Die Versuche werden zwar noch fortgesetzt, doch will ich hier einige der bislang erhaltenen Ergebnisse mitteilen.

Ich habe mehrere Hölzer und Gras, sowie einige Papiersorten untersucht. Sie ergaben sämtlich bei siebentägiger Exposition bei gewöhnlicher Temperatur kein oder nur ein sehr schwaches schwarzes Bild. Wenn ich aber die Oberfläche anbrannte, so gaben sie unter denselben Bedingungen mehr oder minder intensive Bilder, und zwar waren die Jahresringe besonders aktiv (siehe Fig. 1[1])). Zu stark getrocknetes Holz schien für den Versuch nicht geeignet zu sein.

Ein Stück Holz wurde geschnitten und glatt gehobelt. Dann brannte ich eine seiner Flächen durch Berührung mit einem erhitzten Metall und ließ sie im Zimmer abkühlen. Darauf brachte ich sie im Dunkeln bei gewöhnlicher Temperatur auf die lichtempfindliche Platte; die Expositionsdauer betrug dabei gewöhnlich eine Woche, in einigen Fällen zwei bis drei Wochen. Die Methode, das Holz zu erhitzen, war indessen belanglos; ein gegebenes Holz lieferte dasselbe Ergebnis, ob es mit einem Kohlenfeuer, einer Bunsenflamme oder einem erhitzten Metall angebrannt worden war. Als empfindliche Platte diente die Spezialplatte für Porträt- und Landschaftsaufnahmen von Marion, Aktinograph Nr. 100.

Das Bild wurde erhalten, wenn die aktive Fläche mit der lichtempfindlichen Schicht der Platte zur Berührung oder in kurzen Abstand von ihr gebracht wurde; dabei wurde das Prüfstück auf die Platte gelegt, oder umgekehrt. Es scheint, daß eine dünne Luftschicht für die Wirkung erforderlich ist, denn eine Stelle, die in zu enger Berührung war, zeigte keine Wirkung. Die wirksamste Entfernung mag von der Größenordnung von wenigen Zehntelmillimetern sein. Wenn der Abstand vergrößert wurde, so wurde das Bild weniger intensiv und breiter, und die Ränder wurden verwaschen (siehe Fig. 2). Bei einem Abstand von mehr als 1 cm ergab sich selbst bei einer Expositionsdauer von zwei bis drei Wochen kein Bild.

Der Sitz der Wirkung scheint in der Übergangsschicht zwischen Holz und Kohle zu liegen. Das von der gebrannten Fläche abgekratzte Pulver von verkohltem Holz war aktiv (siehe Fig. 3), während gewöhnliche Holzkohle gänzlich inaktiv war. Wenn die Dicke der verkohlten Schicht zu dick war, so war das Bild schwach. Punkte, Striche und Spalten auf der gebrannten Oberfläche bildeten sich sehr deutlich ab, wenn die Entfernung von der Platte verhältnismäßig gering war (siehe Fig. 4).

1) Die Figuren 1—4 und 7—8 befinden sich auf Tafel XXVI.

Die Wirkung wurde durch Stanniol- und Aluminiumfolie, durch dünne Zelluloid- und Glasschichten vollständig aufgehalten, ging aber durch verhältnismäßig dicke Schichten von Löschpapier und gewöhnlichem Papier hindurch. Wenn ein Drahtnetz zwischen Holz und Platte eingeschaltet wurde, so war sein Schatten in kurzer Entfernung sichtbar; Stanniolfolie mit zahlreichen kleinen Löchern lieferte dasselbe Ergebnis.

Mangansuperoxydpulver beeinträchtigte die Wirkung stark, selbst wenn es sehr dünn auf die Fläche aufgestreut wurde. Sand und Metallfeilicht in hinreichend dicken Schichten hielten die Wirkung auf. Aluminiumpulver verhält sich etwas anders: Wenn es nämlich in genügend dicker Schicht auf die Fläche aufgestreut war, so verminderte oder unterbrach es die Wirkung; dagegen verstärkte es die Wirkung sehr, wenn die Schicht dünn war. Das zu dem Versuch benutzte Pulver zeigte keine photographische Wirksamkeit; es war nicht frisch und rein, und seine Oberfläche war oxydiert.

Die Wirkung ist diffus; sie breitet sich nicht geradlinig von einem Punkte der aktiven Fläche zur photographischen Platte hin aus. Die oben erwähnte Tatsache, daß die Wirkung durch die dünne Glasplatte gehemmt wurde, zeigt, daß die Erscheinung nicht auf irgendwelchem Agens von Lichtnatur beruht; der Umstand dagegen, daß die Wirkung Papier durchdringt, weist darauf hin, daß sie diffus ist. Andererseits läßt sich der Umstand, daß die Wirkung der gebrannten Fläche durch dünn aufgestreutes Aluminiumpulver verstärkt wurde, durch die Annahme, daß sie Strahlen zuzuschreiben sei, die direkt von der Oberfläche ausgehen, nicht erklären; es sei denn, daß man annimmt, es werde eine Art sekundärer Strahlung von dem Pulver erregt.

Um über diesen Punkt eine bündige Entscheidung herbeizuführen, benutzte ich folgende Anordnungen: Ich klebte zwei Streifen dünner Stanniolfolie parallel zueinander über eine angebrannte Fläche, so daß zwischen ihnen ein schmales, gerades aktives Stück blieb. Zwischen die Oberfläche und die lichtempfindliche Platte brachte ich einen Spalt aus Stanniolfolie in solcher Stellung an, daß er zu dem geraden aktiven Stück parallel, aber ganz gegen dieses verschoben war (siehe Fig. 5). Um die Wirkung

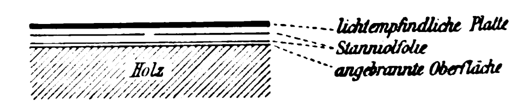


Fig. 5.

des Stanniols zu vermeiden, stellte ich die Spaltränder nicht durch Schneiden, sondern durch Umbiegen der Folie her. Um die Lage eines Punktes im Bilde mit der Lage des entsprechenden Punktes auf dem Holze vergleichen zu können, brachte ich kleine an dem Holze befestigte aktive Flächen mit der Platte in Berührung. Es zeigte sich, daß das Bild des Spaltes stärker nach der Seite hin verbreitert war, auf welcher unten das aktive Stück lag, also umgekehrt, wie es unter der Annahme von Strahlen zu erwarten sein würde.

Für den zweiten Versuch legte ich drei Streifen Zelluloid oder Stanniolfolie über die aktive Fläche in kleinen, aber verschiedenen Abständen von dieser, und zwar so, daß die oberste und die unterste auf der einen und die mittlere auf der anderen Seite lagen. Ihre über der aktiven Fläche liegenden Kanten brachte ich in dieselbe Vertikalebene, so daß die aktive Fläche von oben her nicht sichtbar war (vergl. Fig. 6). Über die Streifen legte ich eine licht-

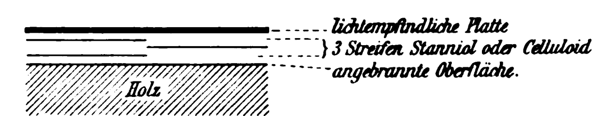


Fig. 6.

empfindliche Platte, und ich erhielt ein Bild in Gestalt einer schmalen geraden Linie an einer Stelle, die der Kante der obersten Folie entsprach. Das Ergebnis führt zu dem Schlusse, daß die Wirkung eine diffuse ist. Bei diesen Anordnungen war es nicht zu vermeiden, die Entfernung zwischen der gebrannten Oberfläche und der lichtempfindlichen Platte zu vergrößern. Daher sind die erhaltenen Bilder notgedrungen nicht von tiefer Farbe; immerhin sind sie tief genug, um uns zu gestatten, gewisse entscheidende Schlüsse aus ihnen zu ziehen.

Wasser und Alkohol brachten, wenn sie auf die aktive Fläche aufgetragen wurden, unmittelbar bevor diese in geringe Entfernung von einer photographischen Platte gelegt wurde, keine Wirkung hervor. Dagegen steigerte Glyzerin die Wirkung ein wenig. Pyrogallol steigerte im allgemeinen die Dunkelheit des Bildes; wenn aber das nur von der gebrannten Fläche herrührende Bild schwach war, so war seine Farbe gelblich grau. Diese letztere Farbe war vermutlich die Wirkung des Pyrogallols. Wenn ich nämlich eine lichtempfindliche Platte in einigem Abstande auf ein Gefäß legte, das die Lösung enthielt, so erschien beim Entwickeln der Platte ein Bild von derselben Farbe. Festes Pyrogallol behinderte die Aktivität nicht merklich, wenn es in dünner Schicht auf die aktive Fläche gestreut wurde. Dagegen ergaben Figuren, die mit einer konzentrierten Lösung auf die aktive Fläche gezeichnet und dann getrocknet waren, einen weniger aktiven Abdruck auf der Platte, wenn die Fläche mit dieser in Berührung gebracht wurde.

Kalilauge hemmte die Wirkung, wenn sie auf die Fläche oder in deren Nähe gebracht wurde. Es mag bemerkt werden, daß Graetz[1]) mit KOH-Lösung kein Bild erhielt, als er die photographische Wirkung von OH untersuchen wollte, von der Ansicht ausgehend, daß dieses aus der Lösung diffundiert.

Auf die Fläche gebrachte wäßrige Ammoniaklösung erhöhte die Intensität der Farbe des Bildes. Bekanntlich wirkt die Flüssigkeit selbst auf die lichtempfindliche Platte. Ich stellte ein kleines Becherglas mit Ammoniaklösung unter eine Platte oder in deren Nähe; die lichtempfindliche Schicht der Platte war dabei abwärts gekehrt, und das Ganze wurde im Dunkeln in eine hölzerne Kiste gestellt. Als ich die Platte entwickelte, fand ich, daß sie im ganzen dunkel geworden war mit einem sehr intensiven schwarzen Bilde des Becherglases, das von einem inaktiven Gürtel umgeben war (siehe Fig. 7). Wenn ich dagegen das Becherglas auf die Glasseite der Platte stellte, deren lichtempfindliche Schicht nach unten gekehrt war, so wurde die Stelle, welche der Stellung des Becherglases entsprach, weniger stark verdunkelt. Wenn ich andererseits ein Becherglas mit Ammoniaklösung auf die Glasseite der Platte oder in deren Nähe stellte und eine gewöhnliche Holzfläche in geringer Entfernung unter die Schichtseite legte, so war das Bild des Holzes sehr intensiv. Wenn das Holzstück durch ein angekohltes Holz in derselben Lage ersetzt wurde, dessen angebrannte Fläche aufwärts oder seitwärts gekehrt war und die Platte nicht berührte, so wurde die Wirkung der Ammoniaklösung auf die Platte dadurch sehr behindert (siehe Fig. 8).

1) Diese Zeitschr. **4**, 271, 1903.

Physikalisches Laboratorium der Kaiserlichen Universität Tokyo, 4. Oktober 1909.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 26. Oktober 1909.)

Zur Widerstandsberechnung mischkristallfreier Legierungen.

Von Karl Lichtenecker.

W. Guertler[1]) weist darauf hin, daß die Berechnung des Widerstandes eines Konglome-

1) Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **5**, 17, 1908; vergl. ferner Zeitschr. f. anorg. Chem. **51**, 397—433, 1906, woselbst Literaturbericht und Zeitschr. f. anorg. Chem. **54**, 58—88, 1907; Phys. Zeitschr. **9**, 29, 1908.



rates etwa schachbrettartig angeordneter Würfel aus zwei verschiedenen Metallen zwei verschiedene Werte liefert, wenn man den Körper einmal nach Platten und ein zweites Mal nach Stäben zerlegt denkt. Sind w_1 und w_2 die Leitungswiderstände der einzelnen Würfel beider Bestandteile, so ergibt sich der Widerstand eines rechtwinkligen prismatischen Körpers vom Querschnitte q und von der Länge l bei Berechnung nach Längsstäben $= \frac{l}{q} \cdot \frac{w_1 + w_2}{2}$ bei Berechnung nach Querplatten $= \frac{l}{q} \cdot \frac{2 w_1 w_2}{w_1 + w_2}$.

Die Ursache hiervon liegt darin, daß Stromfäden und Äquipotentialflächen im Innern des Leiters nicht mit den Begrenzungsflächen der einzelnen Würfel zusammenfallen, sondern etwa so verlaufen, wie es nachstehende Fig. 1 im Durchschnitte veranschaulicht.

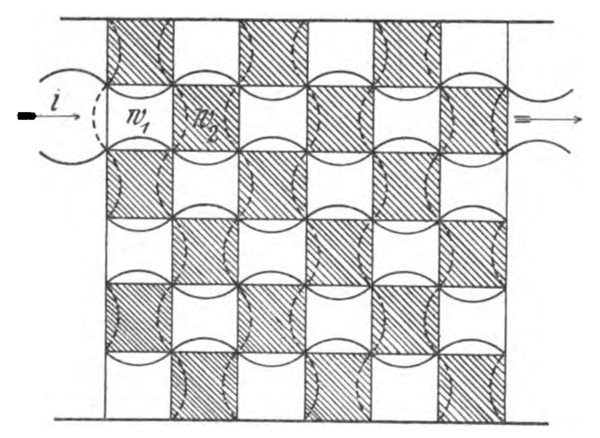


Fig. 1.

Guertler[1]) fährt fort: „Die Berechnung des Widerstandes einer Legierung unter Ausschluß sekundärer Erscheinungen stellt sich demnach als ein kompliziertes und bislang ungelöstes mathematisches Problem heraus. Die Lösung desselben wäre von außerordentlichem Wert, da nicht allein die exakten Gesetze der Abhängigkeit des Mischkristallwiderstandes — von denen fraglos sehr wertvolle Aufklärungen über das Wesen des metallischen Zustandes zu erwarten sind — ohne Erfüllung der obigen Vorbedingung gar nicht konstruierbar sind, andererseits dasselbe Problem auch für die spezifischen Widerstände gemischter Metallschmelzen, gemischter Gase oder gemischter Elektrolyte usw. die gleiche Bedeutung hat."

Im nachfolgenden soll unter einfachen Annahmen der Leitungswiderstand eines solchen Konglomerates näherungsweise berechnet werden. Die zwischen den Materialgrenzen einerseits und den Strömungs-, bzw. Äquipotentialflächen andererseits liegenden Gebiete sind kongruente flache Segmente, für die bei der Berechnung parallelepipedische Platten gleichen Widerstandes substituiert werden, welch letztere mit den im Inneren der Materialgrenzen liegenden Gebieten in Neben- bzw. Hintereinanderschaltung stehen. d_1 sei der Widerstand des Gebietes in dem durch den Index 1 bezeichneten Bestandteil, in welches der Stromfaden i über die Materialgrenze hinaus übergreift. Die Leitfähigkeit im ersten Stück des betrachteten Stromfadens ist dann $\frac{1}{w_1} - \frac{1}{d_1}$, im zweiten Stück $\frac{1}{w_2} + \frac{1}{d_1}$; der Widerstand des ganzen Stromfadens von der Länge l demnach

$$\left(\frac{1}{\frac{1}{w_1} - \frac{1}{d_1}} + \frac{1}{\frac{1}{w_2} + \frac{1}{d_1}}\right)\frac{l}{2}$$

und der Gesamtwiderstand des prismatischen Leiters ist

$$W = \left(\frac{1}{\frac{1}{w_1} - \frac{1}{d_1}} + \frac{1}{\frac{1}{w_2} + \frac{1}{d_1}}\right)\frac{l}{2q}$$

oder umgeformt

$$W = \frac{l}{q} \cdot \frac{w_1 + w_2}{2} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{w_1}{d_1}\right)\left(1 + \frac{w_2}{d_1}\right)}.$$

Ist h die Höhe einer parallelepipedischen Platte — gemessen an der Würfelkante als Längeneinheit —, die denselben Widerstand hat, wie eine der vier krummflächig begrenzten Räume, in die der Stromfaden über die Materialgrenze hinaus eindringt, so ist

$$d_1 = \frac{w_1}{4h},$$

somit

$$W = \frac{l}{q} \cdot \frac{w_1 + w_2}{2} \cdot \frac{1}{1 + 4\left(\frac{w_2}{w_1} - 1\right)h - 16\frac{w_2}{w_1} \cdot h^2}. \quad (1)$$

Damit ist der Widerstand, nach Stromfäden berechnet, angegeben. Wie man sieht, unterscheidet er sich durch den Faktor

$$\frac{1}{1 + 4\left(\frac{w_2}{w_1} - 1\right)h - 16\frac{w_2}{w_1} \cdot h^2}$$

von dem nach Längsstäben ohne Rücksicht auf die Überschreitung der Materialgrenzen berechneten Leitungswiderstande.

Nun soll der Widerstand desselben Konglomerates nach Äquipotentialschichten berechnet werden. Der Widerstand des Raumes in dem mit Index 2 bezeichneten Materiale zwischen der Äquipotentialschicht und den Materialgrenzen werde analog bezeichnet mit d_2; der Widerstand zweier benachbarter Elemente derselben

1) Jahrb. f. Rad. u. Elektr. 5, 37, 1908.

Äquipotentialschicht ist $w_2 - d_2$, beziehungsweise $w_1 + d_2$. Die Leitfähigkeit der ganzen Schicht ist dann $\left(\frac{1}{w_2 - d_2} + \frac{1}{w_1 + d_2}\right)\frac{q}{2}$ und der Gesamtwiderstand des aus l Schichten bestehenden Leiters ist

$$W = \frac{(w_2 - d_2)(w_1 + d_2)}{w_1 + w_2} \cdot \frac{2l}{q},$$

oder, wenn man für d_2 den Wert $2 w_2 h$ einsetzt,

$$W = \frac{l}{q} \cdot \frac{2 w_1 w_2}{w_1 + w_2}\left(1 + 2h\left(\frac{w_2}{w_1} - 1\right) - 4h^2\frac{w_2}{w_1}\right) \quad (2)$$

Man erhält diesmal den nach Platten berechneten Widerstand, multipliziert mit dem Korrektionsfaktor $\left(1 + 2h\left(\frac{w_2}{w_1} - 1\right) - 4h^2\frac{w_2}{w_1}\right)$.

Die Gleichsetzung der beiden Ausdrücke (1) und (2) für W liefert eine Gleichung 4. Grades zur Bestimmung von h:

$$\frac{(w_1 + w_2)^2}{4 w_1 w_2} = \left(1 + 2h\left(\frac{w_2}{w_1} - 1\right) - 4h^2\frac{w_2}{w_1}\right)$$
$$\left(1 + 4h\left(\frac{w_2}{w_1} - 1\right) - 4h^2\frac{w_2}{w_1}\right)$$

oder $\frac{w_2}{w_1} = v$ gesetzt,

$$\frac{1}{4}\left(v + 2 + \frac{1}{v}\right) = (1 + 2(v-1)h - 4vh^2)$$
$$(1 + 4(v-1)h - 16vh^2).$$

Die Gleichung enthält nur das Verhältnis v der beiden Widerstände; h ist von der Größe der Partikel des Konglomerats unabhängig. Ist die Verschiedenheit der spezifischen Widerstände der beiden Bestandteile nicht gar zu bedeutend — und nur unter dieser Voraussetzung hat die angestellte Näherungsrechnung eine Berechtigung —, so erhält man h hinreichend genau schon bei Vernachlässigung der Glieder des 3. und 4. Grades aus der quadratischen Gleichung:

$$\frac{1}{4}\left(v - 2 + \frac{1}{v}\right) = 6(v-1)h + (8v^2 - 36v + 8)h^2.$$

Die Tabelle 1 zeigt die Abweichungen der Wurzeln h der Gleichung 4. Grades und der verkürzten quadratischen Gleichung. Der Fehler bleibt für $v \leq 2$ unterhalb 1 Proz.

Tabelle I.

$v = \frac{w_2}{w_1}$	h Gl. 2. Gr.	h Gl. 4. Gr.
1	0,00000	0,00000
1,25	00995	
1,5	01640	0,01647
1,75	02079	
2	02387	0.0241
2,5	02773	
3	02980	0,0305

Anwendung auf den Widerstand von Metallegierungen.

Die Legierungen von Metallen, die keine Mischkristallbildungen und andere sekundäre Erscheinungen aufweisen, zeigen bezüglich ihres Leitungswiderstandes normales Verhalten; d. h. der Leitungswiderstand ist angenähert eine lineare Funktion des Volumenprozent-Gehaltes. Doch macht sich eine Abweichung in dem Sinne geltend, daß der beobachtete Widerstand kleiner ausfällt als der nach der einfachen Mischungsregel berechnete (siehe Fig. 2). Der

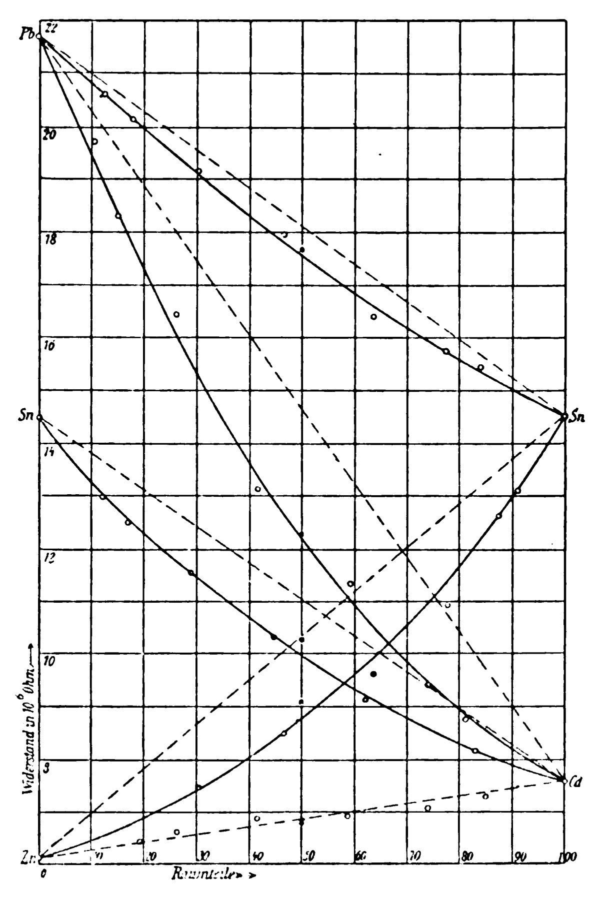


Fig. 2.

Verfasser legte sich die Frage vor, ob diese Abweichungen sich aus dem Vorstehenden ableiten lassen. Als mischkristallfrei kommen in Betracht die Legierungen der Metalle Blei, Zinn, Cadmium und Zink, also 6 Kombinationen, die schon Matthiessen[1]) untersuchte. (Mit Ausnahme der Legierung *Pb—Zn*.) In Tabelle 2 sind die spezifischen Widerstände, ausgedrückt in Milliontel Ohm für den ccm-Würfel, angegeben. Zur Umrechnung der Leitfähigkeit wurde nach dem Vorgange der Tafeln von

1) A. Matthiessen, Pogg. Ann. **103**, 428, 1858; **110**, 190, 1860; **122**, 19, 1864.

Landolt und Börnstein die Leitfähigkeit des hartgezogenen Silbers (100) gleich $60 \cdot 10^4 \frac{1}{\Omega}$ gesetzt. Die Werte sind, um größere Temperaturkorrekturen möglichst zu vermeiden, auf 20^0 C bezogen und es bedeutet:

W_{linear} den Widerstand, der sich nach dem linearen Gesetze für gleiche Volumprozente ergeben würde,

$W_{\text{beobachtet}}$ den Widerstand, der sich aus den Kurven Fig. 2 nach Matthiessens Messungen ergibt,

$W_{\text{gerechnet}}$ den Widerstand, gerechnet aus der hier abgeleiteten Gleichung (1) oder (2); in Fig. 2 sind diese Werte mit * bezeichnet.

Die beiden letzten Spalten enthalten $v = \frac{w_2}{w_1}$ bezw. h.

Tabelle II.

	W der Bestandteile	W linear	W beobachtet	W gerechnet	$v = \frac{w_2}{w_1}$	h
$Pb - Sn$	21,68 14,51	18,20	17,58	17,65	1,494	0,0164
$Pb - Cd$	21,68 7,58	14,63	12,18	12,24	2,860	0,0299
$Sn - Cd$	14,51 7,58	11,05	10,00	10,31	1,914	0,0232
$Sn - Zn$	14,51 6,14	10,33	8,80	9,17	2,363	0,0272
$Cd - Zn$	7,58 6,14	6,86	6,86 [1]	6,81	1,234	0,0093

Ergebnis. Die aus der gegebenen Ableitung berechneten Widerstände von Legierungen ohne Mischkristallbildung stimmen mit den beobachteten Werten im Hinblick auf die beträchtliche Unsicherheit der verwendeten Messungswerte befriedigend überein. Damit ist 1. eine einfache Formel angegeben, womit man den Widerstand einer Legierung gleicher Volumteile des mischkristallfreien Typus aus den Widerstandswerten der Bestandteile berechnen kann; 2. in hohem Grade wahrscheinlich gemacht, daß die Abweichungen des Widerstands mischkristallfreier Legierungen vom linearen Gesetz tatsächlich von den Schwankungen des Stromfadenquerschnitts im Innern des inhomogenen Leiters herrühren; 3. für Legierungen mit Mischkristallbildung eine genauere Trennung des Widerstandes in den primären und den sekundären (Mischkristallwiderstand) ermöglicht.

1) Die Abweichungen vom linearen Gesetz sind hier zu gering, als daß sie bei den Messungen hervortreten würden.

Reichenberg, im September 1909.

(Eingegangen 21. September 1909.)

Mathematische Untersuchung und Verbesserung der Winddruckregistrierapparate System „Dines".

Von Aurel v. Büky.

Der Dines-Winddruckregistrierapparat wird hauptsächlich zur Registrierung plötzlicher Windstöße für sehr geeignet gehalten.

Soviel ich weiß, hat man bisher noch nirgends probiert, die in diesem physikalisch ziemlich komplizierten Apparate sich abspielenden Erscheinungen zu verfolgen, und gründlich zu untersuchen.

Der Zweck des Dinesapparates wäre der, daß er die plötzlichen Sprünge registriere. Darum blieb ich sehr oft vor dem Instrumente konsterniert stehen, als es auf solche Windstöße, die das ganze Observatorium beinahe bis zum Grunde erschütterten, nur sehr langsam reagierte, und der Windstoß sich schon gänzlich setzte, aber die Schreibfeder sich noch immer aufwärts bewegte.

Mit einem Worte: unser Instrument zeigte uns mit seinen eigentümlichen zickzackartigen Diagrammen nur, ob der Wind relativ stark oder schwach sei.

Die Stärke der Dauer usw. der Stöße konnte man nicht einmal annähernd daraus schätzen.

Eben dies brachte mich darauf, diesen Gegenstand in meiner Dissertation zu behandeln.

Ich habe meine Rechnungen nicht nur auf den Gleichgewichtszustand des Instrumentes erstreckt, sondern, besonders wegen der Windstöße, das Instrument auch während seinen Bewegungen beobachtet: neben den statischen Gleichungen stellte ich auch seine dynamischen Gleichungen auf.

Bevor wir uns in die Details vertiefen, halte ich es für notwendig, die Skizze des Apparates kurz zu erklären.

Fig. 1 zeigt den Aufnahmeteil. Windfahne S dreht die Röhre A_1, A_2 immer dem Winde entgegen, so daß er in dieselbe hineinbläst. Das Rohr A_1 geht in einer einfachen Biegung abwärts.

Der Wind bläst durch das Rohr A_2 und übt dabei eine injektorartige saugende Wirkung auf das Rohr A_2'.

A_2' und die Verlängerung von A_1 sind in dem Deckel D_1 luftdicht befestigt.

Der Deckel D_1 dreht sich mit der Windfahne S, und den Röhren A_1, A_2, A_2' hin und her, immer der Richtung des Windes folgend.

Zur Erleichterung seiner Drehung liegt die ganze Einrichtung auf Kugellagern g_1, g_2.

Die Zylinder d_1, d_2 sind am Deckel D_1 angelötet, so daß dieselben in den kreisringartigen mit Quecksilber gefüllten Ausläufen ohne Reibung sich drehen können.



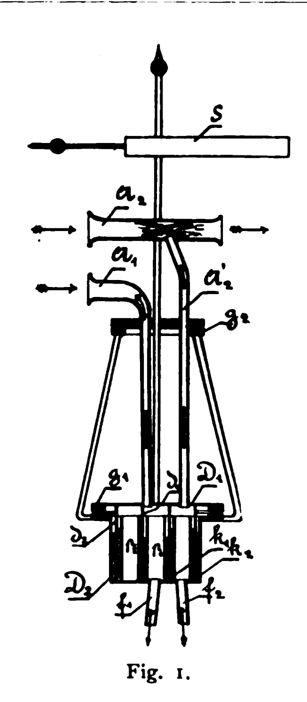


Fig. 1.

Der Wind bringt also in dem Inneren des Zylinders d_1 den Druck p_1 zustande, für den gilt

$$p_1 > p_a,$$

wo p_a = äußerer Luftdruck; zwischen den Zylindern d_1, d_2 kommt der Druck p_2 zustande, welcher kleiner als der äußere Luftdruck ist:

$$p_2 < p_a.$$

Fig. 2 zeigt den registrierenden Teil. Gefäß E ist bis Linie 1—1 mit Petroleum (spezifisches Gewicht γ) gefüllt. In demselben schwebt das mit einem Gegengewicht ausbalancierte Gefäß $E_1 E_2$.

Zylinder E_1 ist unten offen, der zwischen den Zylindern $E_1 E_2$ liegende Teil aber ist auch von unten verlötet, so daß kein Petroleum hineindringen kann, das bildet den Schwimmer des Apparates.

System $E_1 E_2$ hängt an der Stange r, dasselbe durchbricht den Deckel des Gefäßes E.

An dieser Stange ist die Schreibfeder i befestigt, so daß es alle Bewegungen des Systems $E_1 E_2$ an der Registriertrommel d aufschreiben kann.

Die Rohre f_1, f_2 des Aufnahmeteiles führen in das Gefäß E hinein, Rohr f_1 endigt über dem Petroleumniveau im Gefäß E_1, Rohr f_2 selbst im Gefäß E und ebenfalls über dem Petroleumniveau.

An der Stange r bildet Glocke h und Gefäß e eine Quecksilberdichtung.

Die erste Zeichnung von Fig. 2 stellt uns den Apparat in einer Lage vor, wo kein Wind bläst, unter dem Zylinder E_1 und im Gefäße E herrscht atmosphärischer Druck p_a.

Jetzt fange der Wind an zu blasen, so daß in den Röhren f_1, f_2 die Drucke $p_1 p_2$ zustande

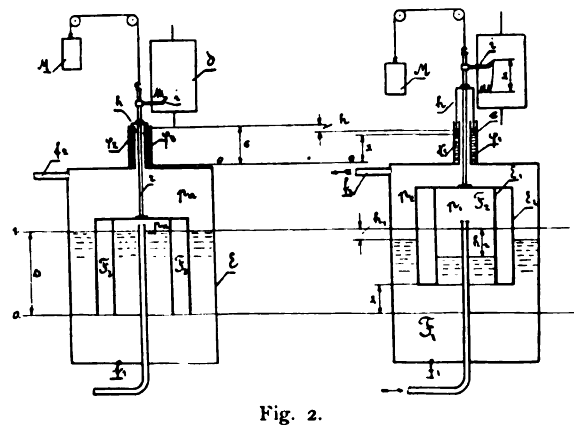


Fig. 2.

kommen. Sogleich fängt das System $E_1 E_2 r$ an sich zu heben, der Wind bläst soviel Luft in das Rohr f_1 ein, und saugt soviel aus dem Rohre f_2 aus, wie notwendig ist, und endlich tritt der neue Gleichgewichtszustand ein.

Dieser neue Gleichgewichtszustand ist an der zweiten Zeichnung von Fig. 2 abgebildet: das System $E_1 E_2 r$ hat sich mit der Länge x gehoben, das Petroleumniveau ist im Zylinder E_1 um h_2, im Gefäße E um h_1 gefallen.

Im Zylinder E_1 herrscht jetzt der Druck p_1, im Gefäße E der Druck p_2, von diesen wissen wir schon, daß:

$$p_1 > p_a > p_2$$

ist.

Der Ausschlag x kann zum Maße der Druckdifferenz $p_1 - p_2$, und, weil denselben der Wind zustande brachte, auch des Windes dienen.

Zunächst werden wir die statischen Gleichungen des Apparates aufstellen, und fragen: was für eine Endlage der vom Winde hervorgebrachten Druckdifferenz $p_1 - p_2$ entspricht?

I. Statische Gleichungen.

A. Der Apparat als Winddruckindikator. Wir benennen mit:

F_1 den Querschnitt des Gefäßes E in cm^2,
F_2 den Querschnitt des Gefäßes E_1 in cm^2,
F_3 den kreisringartigen Querschnitt zwischen den Zylindern E_1, E_2 in cm^2,
φ_1 den kreisringartigen Querschnitt von e in cm^2,
φ_2 die Oberfläche des Deckels von der Glocke h in cm^2,
φ_3 den Querschnitt der Glocke h in cm^2. (Diesen Querschnitt, welcher von seiner Stelle Quecksilber verdrängt),
γ das spezifische Gewicht des Petroleums,
γ_1 das spezifische Gewicht des Quecksilbers.

Die Gleichungen können mittels folgender Überlegungen aufgestellt werden:

1. Die Quantität des Petroleums ändert sich nicht, also:

$$(x + h_1) F_3 = F_2 (h_2 - h_1) + F_1 h_1. \qquad (1)$$

2. Die Druckdifferenz $p_1 - p_2$ hält der Petroleumsäule $h_2 - h_1$ das Gleichgewicht.

$$h_2 - h_1 = \frac{1000}{\gamma}(p_1 - p_2). \qquad (2)$$

Hier sind p_1, p_2 in Atmosphären, h_2, h_1 in cm angegeben.

3. Die Gewichtsvergrößerung von dem Ausschlage x hält das Gleichgewicht dem Auftriebe der Druckdifferenz $p_1 - p_2$.

Gewichtsvergrößerung haben wir:

a) Wegen des von Petroleum sich aushebenden Systems.

$$\gamma F_3 (x + h_1).$$

b) Wegen des von Quecksilber sich aushebenden Systems:

$$\gamma_1 \varphi_3 (h + x).$$

(Eigentlich steht im Gefäße e bei der Lage x an der äußeren Seite der Glocke h das Quecksilber etwas niedriger wie an der inneren Seite, aber, weil die Querschnitte $\varphi_1 \varphi_3$ gegen $F_1 F_3$ klein sind, können wir uns diese Vernachlässigung erlauben.)

Der Auftrieb wegen der Druckdifferenz $p_1 - p_2$ ist:

$$1000\, F_2 (p_1 - p_2) - 1000\, \varphi_2 (p_a - p_2).$$

(Es mußte mit 1000 multipliziert werden, weil die Gewichtsvergrößerung in Grammen angegeben ist, also muß man den Auftrieb ebenfalls in Grammen ausdrücken.)

Die Gleichung lautet:

$$\left.\begin{array}{l} \gamma F_3 (x + h_1) + \gamma_1 \varphi_3 (h + x) = \\ 1000\, F_2 (p_1 - p_2) - 1000\, \varphi_2 (p_a - p_2). \end{array}\right\} \qquad (3)$$

4. Das Quecksilberquantum bleibt unverändert:

$$x \varphi_1 - (h + x)(\varphi_1 - \varphi_3) = 0. \qquad (4)$$

Aus Gleichung (1) und (3):

$$\left.\begin{array}{l} \gamma F_2 (h_2 - h_1) + \gamma F_1 h_1 + \gamma_1 \varphi_3 (h + x) = \\ 1000\, F_2 (p_1 - p_2) - 1000\, \varphi_2 (p_a - p_2). \end{array}\right\} \qquad (3a)$$

Aus (1) und (2) kann man h_1 ausrechnen:

$$h_1 = \frac{F_3}{F_1 - F_3} x - \frac{F_2}{F_1 - F_3} \frac{1000}{\gamma} (p_1 - p_2)$$

und aus (4)

$$h + x = \frac{\varphi_1}{\varphi_1 - \varphi_3} x.$$

Wir können annähernd annehmen, daß die Saugwirkung des Apparates gleich ist mit der Druckwirkung, also daß p_1 um dieselbe Größe größer als p_a, um welche p_2 kleiner ist.

Dann wird:

$$p_a - p_2 = \frac{1}{2}(p_1 - p_2).$$

Das alles in die obige Gleichung eingesetzt, gibt:

$$\gamma F_1 \left[\frac{F_3}{F_1 - F_3} x - \frac{F_2}{F_1 - F_3} \frac{1000}{\gamma} (p_1 - p_2) \right] +$$

$$\gamma_1 \varphi_3 \frac{\varphi_1}{\varphi_1 - \varphi_3} x = 1000 (p_1 - p_2) \left[- \frac{\varphi_2}{2} \right].$$

Wenn wir noch zur Vereinfachung annehmen:

$$\frac{1000}{\gamma}(p_1 - p_2) = v,$$

dann wird:

$$\varepsilon = \frac{x}{v}$$

der Ausschlag in Zentimeter entsprechend der Druckdifferenz von 1 cm Petroleumsäule:

$$\varepsilon = \frac{\dfrac{F_1 F_2}{F_1 - F_3} - \dfrac{\varphi_2}{2}}{\dfrac{F_1 F_3}{F_1 - F_3} + \varphi_3 \dfrac{\gamma_1}{\gamma} \dfrac{\varphi_1}{\varphi_1 - \varphi_3}}. \qquad (5)$$

Nehmen wir an (was auch meistens der Fall ist), daß die Querschnitte $\varphi_1 \varphi_2 \varphi_3$ vernachlässigbar sind gegen die Querschnitte $F_1 F_2 F_3$:

$$\varepsilon = \frac{F_2}{F_3}. \qquad (5a)$$

Die Gleichungen (5) und (5a) geben den Zusammenhang des vom Winde im Instrumente verursachten Druckes mit dem Ausschlage des Apparates.

Die Meteorologen interessiert aber mehr die Windgeschwindigkeit.

Es wäre also viel praktischer, das Instrument so umzuändern, daß sein Ausschlag nicht mit dem vom Winde herrührenden Drucke, sondern gleich mit der Windgeschwindigkeit in geraden Verhältnissen stehe.

Wir werden versuchen, den Apparat so auszuführen, daß derselbe die erwünschte Gleichmäßigkeit der Skala bekommen soll.

B. Der Apparat als Windgeschwindigkeitsindikator.

Bei den folgenden Auseinandersetzungen nehmen wir a priori an, daß die Querschnitte $\varphi_1 \varphi_2 \varphi_3$ vernachlässigbar sind.

Der Querschnitt F_3 des Schwimmers bleibt jetzt schon nicht mehr konstant, sondern wird eine Funktion von x, und unsere Aufgabe ist es, diese Funktion so zu bestimmen, daß wir mit der Windgeschwindigkeit lineare Ausschläge bekommen.

Fig. 3 gibt die Skizze eines solchen Instrumentes an. Auch hier stellt die erste Zeichnung die Ruhelage (o-Lage) an, die zweite Zeichnung gibt die Lage x an, welche der Windgeschwindigkeit w entspricht.

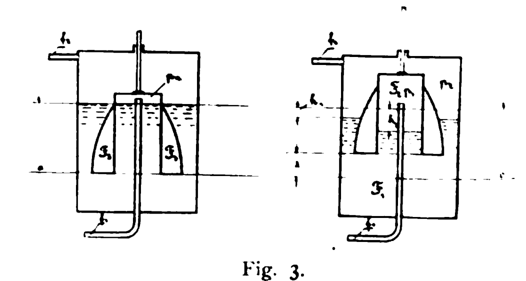


Fig. 3.



Jetzt ändern sich die Gleichungen folgendermaßen:

Gleichung (1), weil jetzt $F_3 = f(x)$ ist, lautet:

$$\int_0^{x+h_1} F_3 dx = F_2(h_2 - h_1) + F_1 h_1 \qquad (6)$$

Gleichung (2) bleibt:

$$h_2 - h_1 = \frac{1000}{\gamma}(p_1 - p_2).$$

Der vom Winde herrührende Druck ist dem Quadrate der Windgeschwindigkeit proportional:

$$p_1 - p_2 = cw^2.$$

Wir nehmen zwischen w und x einen linearen Zusammenhang an:

$$w = mx$$

und

$$h_2 - h_1 = \frac{1000}{\gamma} cm^2 x^2$$

und wenn

$$\frac{1000}{\gamma} cm^2 = A,$$

dann wird:

$$h_2 - h_1 = Ax^2. \qquad (7)$$

Gleichung (3) wird endlich lauten:

$$\gamma \int_0^{x+h_1} F_3 dx = 1000 F_2 cm^2 x^2, \qquad (8)$$

aus (6) und (8) bekommen wir, daß

$$h_1 = 0.$$

Wenn wir das in Gleichung (6) einsetzen, dann bekommen wir:

$$\int_0^x F_3 dx = AF_2 x^2. \qquad (9)$$

Wir differentiieren diese Gleichung nach der oberen Grenze:

$$F_3 = 2AF_2 x. \qquad (10)$$

Wie wir sehen, F_3 ist dem x proportional.

Beim Konstruieren nimmt man gewöhnlich E, also F_1 an.

Aus Fig. 2 folgt, daß die Querschnitte F_2 und F_3 zusammen nie F_1 erreichen können.

Also in Formel:

$$F_2 + F_3 = bF_1,$$

wo

$$b < 1.$$

Wir müssen also $\frac{F_2}{F_1} = a$ so wählen, daß diese Bedingung erfüllt sei.

Wenden wir jetzt alle diese Gleichungen auf unseren Apparat an.

Bei kleineren Drucken (als solche kann man auch die größten Orkane annehmen) gibt nach der Erfahrung den Druck eines Windes (in Wassermillimetern) mit w Meter Geschwindigkeit die folgende Formel an:

$$h = \frac{w^2}{\varphi^2 \cdot 0{,}24^2 T},$$

wo

$\varphi \leqq 1$ ein Versuchskoeffizient,
$T \cong 300$ absolute Temperatur der Luft,

also:

$$h = \frac{1}{10}\frac{1}{\gamma}\frac{1}{\varphi^2 \cdot 0{,}24^2 T} w^2,$$

in Petroleumzentimetern, wenn das spezifische Gewicht von Petroleum γ ist.

Wir nehmen an:

$$\gamma = 0{,}8$$
$$\varphi = 0{,}7$$

$$h = \frac{1}{10}\frac{1}{0{,}8}\frac{1}{0{,}7^2 \cdot 0{,}24^2 \cdot 300} w^2 = 0{,}0148\, w^2.$$

Jedoch

$$h = \frac{1000}{\gamma} c w^2,$$

also

$$\frac{1000}{\gamma} c = 0{,}0148.$$

Ich will, daß der Apparat bei

$w_{max} = 40$ Meter
$x_{max} = 16$ Zentimeter

Ausschlag geben soll.

Daraus:

$$m = 2{,}5,$$

so daß wir jetzt auf A:

$$A = \frac{1000}{\gamma} cm^2 = 0{,}0148 \cdot 2{,}5^2$$
$$A = 0{,}0925$$

bekommen.

Wir nehmen an:

$$a = 0{,}18.$$

Bei unserem Apparate ist

$$F_1 = 516 \text{ cm}^2,$$

dann wird

$$F_2 = 0{,}18 \cdot 516 = 92{,}8 \text{ cm}^2,$$

und Formel F_3:

$$F_3 = 17{,}2\, x.$$

Wir wollen den Schwimmer so herstellen, daß auf einen Zylinder mit dem Querschnitte F_2 $\left(\text{also mit Durchmesser } d = \sqrt{\frac{4}{\pi} F_2}\right)$ eine nach Formel F_3 gerechnete konische Hülle angelötet wird, so daß der Querschnitt zwischen dem Zylinder und der konischen Hülle gleich mit F_3 ist.

Wenn:

d_2 der Durchmesser des Zylinders,
D_3 „ „ der konischen Hülle

ist, so wird

$$F_3 = (D_3^2 - d_2^2)\frac{\pi}{4}$$

und

$$D_3 = \sqrt{\frac{4}{\pi} F_3 + d_2^2}.$$

Bei unserem Apparate ist:

$$d_2^2 = \frac{4}{\pi} \cdot 92{,}8 = 118{,}8$$

$d_2 = 10{,}9$ cm,
und zum Querschnitt
$F_1 = 516$
$d_1 = 25{,}7$ cm.

In der folgenden Tabelle sind die zu $x = 1$, 2, 3 usw. gehörenden Werte von F_3, $\frac{4}{\pi}F_3$, $\frac{4}{\pi}F_3 + d_2^2$ und D_3 zusammengestellt, wie es die Formel F_3 angegeben hat:

x cm	F_3 cm²	$\frac{4}{\pi}F_3$	$\frac{4}{\pi}F_3 + d_2^2$	D_3 cm
1	17,2	21,9	140,7	11,9
2	34,4	43,8	162,6	12,7
3	51,6	65,7	184,5	13,6
4	68,8	87,8	206,6	14,4
6	103,2	131,3	250,1	15,8
8	137,6	175,2	294,0	17,1
10	172,0	219,2	338,0	18,4
13	223,6	284,5	403,3	20,1
16	275,4	351,0	469,8	21,6
24	412,8	526,0	644,8	25,4

Fig. 4 gibt den Querschnitt des Schwimmers in dem beigegebenen Maßstabe genau an.

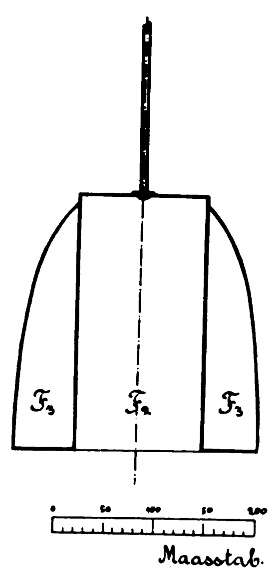


Fig. 4.

Bei Einlegung des Schwimmers in den Apparat muß darauf geachtet werden, daß er bei Windstille pünktlich bis an die Anfangslinie der konischen Hülle in das Petroleum eintaucht. Dieses wird leicht mit dem Gegengewichte M erreicht.

Der Ausschlag eines nach dieser Art verfertigten Schwimmers ist immer genau der herrschenden Windgeschwindigkeit proportional.

Hier ist die Proportionalitätskonstante 0,25, also ein jeder Ausschlag von 1 mm bedeutet eine Windgeschwindigkeit von 0,25 m.

Wie ich schon am Anfang meiner Dissertation erklärte, verwendet man mit Vorliebe den Windindikator Dines bei Registrierung von plötzlichen Windstößen.

Nun prüfen wir, bis zu welchem Grade unser Apparat dazu verwendbar ist, und besonders, auf welche Teile wir besonderes Gewicht legen müssen.

Diese Fragen sollen die dynamischen Gleichungen beantworten.

II. Dynamische Gleichungen.

Die folgenden Überlegungen sind ebenso gültig für den Druckindikator wie für den Geschwindigkeitsindikator.

Der Schwimmer des Apparates nimmt eine gewisse Lage ein, wo er so lange bleibt, als die Windstärke sich nicht ändert.

Wenn die Windstärke jetzt plötzlich zunimmt, wird der Apparat sich nicht augenblicklich in die neue Lage einstellen, sondern es wird immer eine gewisse (wenn auch noch so kleine) Zeit vergehen, bis der stationäre Zustand sich einstellt.

Diese Zeit benötigt in erster Linie der Apparat deswegen, weil bei der Hebung des Schwimmers der Wind unter E_1 durch das Rohr f_1 ein gewisses Quantum Luft einpressen und aus dem Gefäße E wieder eine gewisse Menge aussaugen muß. In zweiter Linie muß auch noch der Schwimmer mit seiner eigenen Geschwindigkeit den Änderungen der Windstöße folgen können, sonst bleibt er wegen seiner Trägheit und der Reibungswiderstände zurück.)

Die Gleichung der zu fördernden Luftmengen wird Aufklärung geben über die Querschnitte f_1 und f_2; die Geschwindigkeitsgleichung des Schwimmers wird wieder das Gewicht desselben und die Reibungswiderstände angeben. Nehmen wir die einzelnen Fälle nacheinander.

A. Apparat als Winddruckindikator.

1. Die Gleichungen der zu fördernden Luftmengen.

Es werden die Geschwindigkeiten in Metern, die Drucke in Atmosphären, die Zeit in Sekunden, die Gewichte und Kräfte in Kilogrammen angegeben.

Während der Schwimmer von $0 - x$ sich emporhebt, muß in dieser Zeit der Wind unter den Schwimmer

$$(x + h_2) F_2$$

cm³ Luft einpressen (siehe Fig. 2) und aus dem Gefäße E

$$x(F_2 + F_3)$$

cm³ Luft aussaugen.

Wenn
die Zeitdauer der Hebung . . . . . . mit t,
die Rohrquerschnitte . . . . „ f_1, f_2,
die Luftgeschwindigkeit in den Röhren „ w_1, w_2

gezeichnet werden, dann ist die einzudrückende Luftmenge:

$$(x+h_2)F_2 = 100\,w_1\,f_1\,t$$

und die auszusaugende:

$$x(F_2+F_3) = 100\,w_2\,f_2\,t.$$

(Die rechte Seite der Gleichungen mußte mit 100 multipliziert werden, weil die Geschwindigkeiten $w_1\,w_2$ in Metern und die Luftmengen in cm^3 angegeben wurden.)

Die Geschwindigkeiten $w_1\,w_2$ sind mit der Quadratwurzel von p_1-p_2 proportional:

$$\begin{cases} w_1 = b_1\,(p_1-p_2)^{1/2} \\ w_2 = b_2\,(p_1-p_2)^{1/2}, \end{cases}$$

aus den statischen Gleichungen sind:

$$\begin{cases} h_1 = 0 \\ h_2 = \frac{1000}{\gamma}(p_1-p_2). \end{cases}$$

Der Ausschlag des Apparates ist mit p_1-p_2 proportional:

$$x = n(p_1-p_2).$$

Setzen wir alle diese Werte ein:

$$f_1 = \frac{n(p_1+p_2)+\frac{1000}{\gamma}(p_1-p_2)}{100\,b_1\,(p_1-p_2)^{1/2}\cdot t}\cdot F_2$$

und wenn: $$\frac{n+\frac{1000}{\gamma}}{100\,b_1}\cdot F_2 = B_1, \qquad (11\,\mathrm{a})$$

dann ist:

$$f_1 = B_1\frac{(p_1-p_2)^{1/2}}{t}.$$

Bei den Untersuchungen der Windstöße kann man annehmen, daß die Stöße sich linear mit der Zeit ändern:

$$p_1-p_2 = pt.$$

Setzen wir dies ein, so wird

$$f_1 = B_1\sqrt{p}\,\frac{1}{\sqrt{t}}. \qquad (11)$$

Gerade dieselbe Manipulation nehmen wir mit f_2 vor:

$$f_2 = \frac{x(F_2-F_3)}{100\,w_2\,t}$$

und endlich:

$$f_2 = B_2\sqrt{p}\,\frac{1}{\sqrt{t}}, \qquad (12)$$

wo:

$$B_2 = \frac{n(F_2-F_3)}{100\,b_2}. \qquad (12\,\mathrm{a})$$

Die Formeln (11) und (12) geben für eine willkürlich angenommene Zeit t die Größe der Querschnitte $f_1\,f_2$ an, wenn die Winddruckdifferenzveränderung pro Sekunde im Apparate p Atmosphäre ist.

Wenn wir dann die so ausgerechneten Querschnitte $f_1\,f_2$ beim Instrument anbringen, dann wird es (angenommen, daß der Schwimmer mit seiner Masse und trotz der Reibungswiderstände dazu auch fähig ist) einen jeden Windstoß, welcher länger als t Sekunden dauert, und dessen Heftigkeit kleiner als die Konstante p ist, ganz treu abzeichnen.

2. Die Geschwindigkeitsgleichung des Schwimmers.

Die Beschleunigung des Schwimmers ist

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{P}{\frac{G}{g}} = \frac{g}{G}P,$$

wo P die bewegende Kraft in Kilogrammen, G das reduzierte Gewicht aller bewegenden Teile in Kilogrammen, g die Beschleunigung der Erde in Metern sind.

Der Einfachheit halber nehmen wir an, daß in der Windstille plötzlich ein Wind von p_1-p_2 Druckdifferenz entsteht.

Dann wird die bewegende Kraft vom Winde her:

$$P_1 = F_2(p_1-p_2).$$

(Dies bekommen wir aus (3a) durch Vernachlässigung vom Quecksilber und durch Dividieren mit 1000, weil jetzt die Kraft in Kilogrammen ausgedrückt wird.)

Es werden in der Formel folgende Substitutionen ausgeführt:

$$P_1 = D(p_1-p_2)$$

wo

$$D = F_2.$$

Bei der Bewegung des Instrumentes tritt noch der Reibungswiderstand auf, welcher proportional der Geschwindigkeit des Schwimmers ist:

$$P_2 = R\frac{dx}{dt}.$$

Die ganze bewegende Kraft ist also:

$$P = D(p_1-p_2) - R\frac{dx}{dt}.$$

Substituieren wir dies in die Beschleunigungsformel, so ergibt sich:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{g}{G}\left[D(p_1-p_2) - R\frac{dx}{dt}\right].$$

Ordnen wir die Differentialgleichung, so wird:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{g}{G}R\frac{dx}{dt} - \frac{g}{G}D(p_1-p_2) = 0.$$

Es ist aber:

$$p_1-p_2 = pt,$$

dann wird:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{dx}{dt}\right) + \frac{g}{G}R\left(\frac{dx}{dt}\right) - \frac{g}{G}Dpt = 0.$$

Dies ist eine lineare Differentialgleichung erster Ordnung in $\left(\frac{dx}{dt}\right)$. Die Lösung ist:

$$\frac{dx}{dt} = e^{-\frac{g}{G}Rt}\left[\frac{g}{G}Dp\frac{G}{gR}te^{\frac{g}{G}Rt}\left(1-\frac{G}{g}\frac{1}{Rt}\right)+C\right],$$

aber bei

$$t = 0$$

ist
$$\frac{dx}{dt} = 0$$
und
$$C = 0,$$
so daß
$$\frac{dx}{dt} = \frac{Dp}{R} t \left(1 - \frac{G}{g} \frac{1}{Rt}\right).$$

Damit der Apparat den Windstößen folgen kann, ist es notwendig, daß die Geschwindigkeit des Schwimmers $\frac{dx}{dt}$ immer größer, oder mindestens gleich groß sei, wie die Veränderungsgeschwindigkeit der vom Winde ausgeübten Druckdifferenz p.

Also in Formel:
$$\frac{dx}{dt} > p$$
und
$$\frac{dx}{dt_{\min}} = p.$$
Substituieren wir $\frac{dx}{dt}$ zu
$$\frac{D}{R} t_{\min} \left(1 - \frac{G}{g} \frac{1}{R t_{\min}}\right) = 1,$$
daraus
$$t_{\min} = \frac{R}{D} + \frac{G}{g} \frac{1}{R}. \qquad (13)$$

Wenn wir R und G kennten, so könnten wir die Zeit ausrechnen, während deren das Instrument noch fähig ist, den schnellen Druckänderungen zu folgen.

Diese drei dynamischen Gleichungen charakterisieren vollständig den Apparat.

Wie (13) zeigt, muß man die Reibungswiderstände möglichst reduzieren und das Gewicht der beweglichen Teile minimal annehmen, damit der Apparat die schnellen Veränderungen treu registrieren kann.

Da wir schon aus (13) den $t_{\min}$ ausgerechnet haben, so müssen wir diesen Wert in (11) und (12) einsetzen, und so f_1 und f_2 ausrechnen.

Die tatsächlichen Querschnitte f_1, f_2 dürfen dann nicht kleiner sein, als die so berechneten kritischen Querschnitte f_1, f_2, sonst vermindern wir auch jene Akkomodationsfähigkeit des Instrumentes, die es vermöge seiner Schwimmerdimensionen schon a priori besitzt.

3. Experimentelle Bestimmung von G und R.

Zur Ausrechnung von $t_{\min}$ aus Formel (13) muß man R und G kennen.

Diese kann man sehr leicht experimentell bestimmen.

Die Röhren f_1, f_2 werden zu diesem Zwecke mit der Zimmerluft verbunden, so daß im Instrumente überall der atmosphärische Druck vorhanden ist.

Jetzt legen wir auf das Gegengewicht M des Apparates das Gewicht G_1, worauf der Schwimmer sich ein Stück aus dem Petroleum emporhebt und eine neue Ruhelage annimmt.

Der Schwimmer wird um diese neue Ruhelage in Schwingungen gebracht, es wird seine Schwingungszeit T_1, die erste Amplitude x_1 und die $n_1$te x_{n_1} beobachtet.

Bei einem neuen Experiment wird $G_2 > G_1$ auf das Gegengewicht gelegt: der Schwimmer steigt noch mehr aus dem Petroleum empor. Um diese zweite Ruhelage werden wieder die Schwingungszeit T_2, die erste Amplitude x_2 und die $n_2$te x_{n_2} bestimmt.

Aus den so bestimmten zehn Werten G_1, G_2, T_1, T_2, x_1, x_2, x_{n_1}, x_{n_2}, n_1, n_2 kann man G und auch R ausrechnen.

Weil im Apparate der Atmosphärendruck herrscht, so ist:
$$p_1 - p_2 = 0$$
und
$$h_2 = h_1.$$
Diese in Gleichung (3) eingesetzt, gibt
$$P_1 = \gamma F_3 (x + h_1).$$
$x + h_1$ kann man aus (1) bestimmen, wenn
$$h_2 - h_1 = 0$$
$$x + h_1 = \frac{F_1}{F_1 - F_3} x,$$
also
$$P_1 = \gamma \frac{F_1 F_3}{F_1 - F_2} x.$$
Der Reibungswiderstand bleibt
$$P_2 = R \frac{dx}{dt},$$
so daß
$$P = \gamma \frac{F_1 F_3}{F_1 - F_3} x - R \frac{dx}{dt}.$$

Jetzt müssen wir noch die Einheiten berücksichtigen. P bekommen wir in Kilogrammen, wenn F_1, F_3 in dm² und x in dm ausgedrückt sind.

Wir haben $F_1 F_3$ in cm², x in Metern angenommen, also
$$\gamma \frac{F_1}{F_1 - F_3} F_3 x$$
müssen wir noch mit 10 dividieren. $R \frac{dx}{dt}$ ist schon a priori in Kilogrammen angenommen.

Also:
$$P^{kg} = \frac{1}{10} \gamma \frac{F_1 F_3}{F_1 - F_3} x - R \frac{dx}{dt},$$
die Beschleunigung des Schwimmers:
$$\frac{d^2 x}{d t_2} = - \frac{g}{G + G_1} \frac{1}{10} \gamma F_3 \frac{F_1}{F_1 - F_3} x + \frac{g}{G + G_1} R \frac{dx}{dt}$$
und ordnend:
$$\frac{d^2 x}{d t^2} - \frac{g}{G + G_1} R \frac{dx}{dt} + \frac{g}{G + G_1} \frac{\gamma}{10} F_3 \frac{F_1}{F_1 - F_3} x = 0.$$

Das ist eine lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung.

Die Lösung ist:
$$x_1 = e^{\frac{R}{2} \frac{g}{G + G_1} t} \left[A_1 \sin \frac{2\pi}{T_1} t + B_1 \cos \frac{2\pi}{T_2} t\right],$$

wenn aber $t = 0$,
dann ist $x = 0$,
so daß $B = 0$,
also die Schwingungsgleichung:

$$x_1 = e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}t} A_1 \sin\frac{2\pi}{T_1}t,$$

wo

$$T_1 = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{g}{G+G_1}\frac{\gamma}{10}F_3\frac{F_1}{F_1-F_3} - \left(\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}\right)^2}}.$$

Wir suchen die Gleichung der Amplituden, also diejenigen x-Werte, wo

$$\left|\sin\frac{2\pi}{T_1}t\right| = 1.$$

Dies geschieht bei jedem t-Werte, welchen die Gleichung

$$\frac{2\pi}{T_1}t = a\frac{\pi}{2}$$

angibt. (Hier ist a eine positive Zahl.)

Daraus

$$t = a\frac{T_1}{4}$$

und die Amplitude:

$$x_{a1} = A_1 e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}a\frac{T_1}{4}}.$$

Ganz analog bekommen wir für Gewicht G_2:

$$x_{a2} = A_2 e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_2}a\frac{T_2}{4}}.$$

Die Amplitude der ersten Schwingung $(a_1 = 1)$

$$x_1 = A_1 e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}\frac{T_1}{4}},$$

der $n_1$ten Schwingung $(a_1 = n_1)$

$$x_{n_1} = A_1 e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}n_1\frac{T_1}{4}}.$$

Der Quotient der beiden Amplituden:

$$\frac{x_1}{x_{n1}} = e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}(1-n_1)}$$

und

$$\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1} = \frac{4}{1-n_1}\frac{1}{T_1}\log\text{nat}\frac{x_1}{x_{n1}}.$$

Für Gewicht G_2 ganz analog:

$$\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_2} = \frac{4}{1-n_2}\frac{1}{T_2}\log\text{nat}\frac{x_2}{x_{n2}}.$$

Die letzte Gleichung mit der vorletzten dividiert:

$$\frac{G+G_1}{G+G_1} = \frac{1-n_1}{1-n_2}\frac{T_1}{T_2}\frac{\log\text{nat}\frac{x_2}{x_{n2}}}{\log\text{nat}\frac{x_1}{x_{n1}}},$$

wenn

$$\frac{1-n_1}{1-n_1}\frac{T_1}{T_2}\frac{\log\text{nat}\frac{x_2}{x_{n2}}}{\log\text{nat}\frac{x_1}{x_{n1}}} = H, \qquad (14a)$$

dann wird

$$G + G_1 = (G+G_2)H$$

und

$$G = \frac{G_1 - HG_2}{H-1}, \qquad (14)$$

wenn wir schon G kennen, dann bekommen wir R aus folgenden Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} R &= 2\frac{G+G_1}{g}\frac{4}{1-n_1}\frac{1}{T_1}\log\text{nat}\frac{x_1}{x_{n1}} \\ \text{oder}\quad R &= 2\frac{G+G_2}{g}\frac{4}{1-n_2}\frac{1}{T_2}\log\text{nat}\frac{x_2}{x_{n2}}. \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

Aus den Gleichungen (14a), (14) und (15) können G und R bestimmt werden.

B. Apparat als Windgeschwindigkeitsindikator.

1. Gleichungen der zu fördernden Luftmengen.

Der Wind muß auch hier unter den Schwimmer

$$(x+h_2)F_2$$

cm³ Luft einpressen.

Die auszusaugende Luft muß anders ausgerechnet werden, weil der Querschnitt F_3 nicht mehr konstant, sondern die Funktion von x ist.

Die auszusaugende Luft:

$$xF_2 - h_1(F_1 - F_2) + \int_0^{x+h_1} F_3\,dx,$$

und weil $h_1 = 0$

$$xF_2 + \int_0^x F_3\,dx = 100\,w_2 f_2 t.$$

$$(x+h_2)F_2 = 100\,w_1 f_1 t.$$

Es werden folgende Substitutionen eingeführt:

$$w_1 = b_1(p_1 - p_2)^{1/2} = b_1 c^{1/2} w,$$

$$w_2 = b_2(p_1 - p_2)^{1/2} = b_2 c^{1/2} w,$$

weil

$$p_1 - p_2 = cw^2$$

und

$$x = \frac{1}{m}w$$

$$h_2 = \frac{1000}{\gamma}cw^2$$

und endlich:

$$\int_0^x F_3\,dx = AF_2x^2 = AF_2\frac{1}{m^2}w^2,$$

also wird

$$f_1 = \frac{(x+h_2)F_2}{100\,b_1 c^{1/2} w t}$$

und nach den Substitutionen, wenn

$$\left.\begin{aligned} F_2\frac{1}{100\,b_1}\frac{1}{c^{1/2}m} &= E_1 \\ F_2\frac{\frac{1000}{\gamma}c}{100\,b_1 c^{1/2}} &= H_1 \end{aligned}\right| \qquad (16a)$$

$$f_1 = E_1\frac{1}{t} + H_1\frac{w}{t}.$$

Mit Rücksicht auf die Windstöße können wir die Windgeschwindigkeit als lineare Funktion der Zeit annehmen:

$$w = s\,t$$

(wo s die Windbeschleunigung ist)

$$f_1 = E_1 \frac{1}{t} + H_1\, s, \qquad (16)$$

E_1 und H_1 gibt Formel (16a) an.

Wenn wir dieselbe Manipulation anwenden auf f_2, so wird

$$f_2 = E_2 \frac{1}{t} + H_2 \frac{w}{t},$$

wo

$$\left.\begin{aligned} E_2 &= F_2 \frac{1}{100\, b_2\, c^{1/2}\, m} \\ H_2 &= \frac{A F_2 \frac{1}{m^2}}{100\, b_1\, c^{1/2}} \end{aligned}\right\} \qquad (17a)$$

und weil $w = s\,t$,

$$f_2 = E_2 \frac{1}{t} + H_2\, s. \qquad (17)$$

Die Formeln (16) und (17) geben die Querschnitte f_1 und f_2 zu einer angenommenen Zeit t an, wenn die Windbeschleunigung s Meter ist.

2. Geschwindigkeitsgleichung des Schwimmers.

Auch jetzt ist

$$\frac{d^2 x}{d t^2} = \frac{g}{G} P.$$

Die Kraft vom Winddrucke her:

$$P_1 = F_2 (p_1 - p_2)$$

aber

$$p_1 - p_2 = c\, w^2,$$

so daß

$$P_1 = F_2\, c\, w^2$$

und der Reibungswiderstand:

$$P_2 = R \frac{dx}{dt},$$

so daß

$$P = [F_2\, c]\, w^2 - R \frac{dx}{dt}$$

und wenn

$$F_2\, c = N$$

$$P = N w^2 - R \frac{dx}{dt}.$$

Das und $w = st$ in die Beschleunigungsgleichung gesetzt, gibt:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{g}{G} N s^2 t^2 - \frac{g}{G} R \frac{dx}{dt}.$$

Also die Differentialgleichung:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{dx}{dt}\right) + \frac{g}{G} R \left(\frac{dx}{dt}\right) - \frac{g}{G} N s^2 t^2 = 0.$$

Die Lösung ist ebenso wie beim Druckindikator:

$$\frac{dx}{dt} = e^{-\frac{g}{G} R t} \left| \frac{g}{G} N s^2 \frac{t^2 e^{\frac{g}{G} R t}}{\frac{g}{G} R} \left| 1 - \frac{2}{\frac{g}{G} R t} + \frac{2}{\left(\frac{g}{G} R t\right)^2} \right| + C \right|,$$

wenn

$$t = 0,$$

$$\frac{dx}{dt} = 0,$$

so daß

$$C = 0,$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{g}{G} N s^2 \frac{G\, t^2}{g\, R} \left[1 - \frac{G}{g} \frac{2}{Rt} + \left(\frac{G}{g}\right)^2 \frac{2}{R^2 t^2}\right].$$

Damit der Schwimmer den Änderungen des Windes folgen kann, ist notwendig, daß

$$\frac{dx}{dt} > s$$

und

$$\frac{dx}{dt_{\min}} = s$$

$\frac{dx}{dt}$ eingesetzt:

$$N s \frac{t^2_{\min}}{R} \left[1 - \frac{G}{g} \frac{2}{R\, t_{\min}} + \left(\frac{G}{g}\right)^2 \frac{2}{R^2 t^2_{\min}}\right] = 1.$$

Die Gleichung nach t geordnet:

$$t^2_{\min} - \frac{G}{g} \frac{2}{R} t_{\min} + \left(\frac{G}{g}\right)^2 \frac{2}{R^2} - \frac{R}{N s} = 0$$

und

$$t_{\min} = \frac{G}{g} \frac{1}{R} + \sqrt{\left(\frac{G}{g} \frac{1}{R}\right)^2 - \left(\frac{G}{g}\right)^2 \frac{2}{R^2} + \frac{R}{N s}}, \qquad (18)$$

wo

$$N = F_2\, c - \gamma \frac{F_2}{1000} \frac{A}{m^2}. \qquad (18a)$$

Wenn also G und R bekannt wären, so könnten wir die Zeit t ausrechnen, innerhalb welcher der Apparat noch die schnellen Geschwindigkeitsveränderungen des Windes treu registrieren kann.

Die drei dynamischen Gleichungen charakterisieren den Apparat vollständig.

Beim Konstruieren muß man diese drei Gleichungen ebenso benutzen wie beim Druckindikator.

3. Experimentelle Bestimmung von G und R.

Die Beobachtung geschieht ebenso wie beim Druckindikator, so daß G und R wieder aus den beobachteten zehn Werten G_1, G_2, T_1, T_2, x_1, x_2, x_{n_1}, x_{n_2}, n_1, n_2 berechnet werden.

Weil F_3 eine Funktion von x ist, so wird

$$P = \frac{\gamma}{10} \int_0^{x+h_1} F_3\, dx - R \frac{dx}{dt},$$

um dies zu bestimmen, müssen wir die Integration durchführen.

Aber es ist viel einfacher, folgendes Annäherungsverfahren anzuwenden:

Wenn das Übergewicht G_1 auf das Gegengewicht M des Schwimmers angebracht wird, hebt sich der Schwimmer mit x und das Petroleumniveau senkt sich mit h_1.

Das Petroleum wird also den Schwimmer an der Linie $x + h_1$ schneiden. Zu dieser Linie kann man F_3 aus Formel (10) leicht ausrechnen, wir brauchen nur statt x $x + h_1$ zu nehmen.

Das so ausgerechnete F_3 bezeichnen wir mit $F_3^{G_1}$.

Der Schwimmer hat bei seiner neuen Ruhelage unter dem Petroleum größere Querschnitte als $F_3^{G_1}$, über dem Petroleum kleinere.

In bezug auf die Schwingungszeit, welche wir aus Schwingungen von gerader Anzahl bestimmen, werden wir keineswegs einen großen Fehler machen, wenn wir so rechnen, wie wenn F_3 innerhalb der Schwingungsamplituden konstant und überall mit $F_3^{G_1}$ gleich wäre.

Wenden wir diese Annahme an, so wird:

$$P = \frac{1}{10}\gamma \frac{F_1 F_3^{G_1}}{F_1 - F_3^{G_1}} x - R\frac{dx}{dt},$$

so daß die Beschleunigung des Schwimmers:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{g}{G+G_1}\frac{1}{10}\gamma F_3^{G_1}\frac{F_1}{F_1 - F_3^{G_1}} x + \frac{g}{G+G_1} R\frac{dx}{dt}$$

und die Differentialgleichung:

$$\frac{d^2x}{dt^2} - \frac{g}{G+G_1} R\frac{dx}{dt} + \frac{g}{G+G_1}\frac{\gamma}{10} F_3^{G_1}\frac{F_1}{F_1 - F_3^{G_1}} x = 0.$$

Diese Gleichung ist genau dieselbe wie beim Druckindikator, so daß die Lösung:

$$x_1 = e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}t} A_1 \sin\frac{2\pi}{T_1}t,$$

wo

$$T_1 = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{g}{G+G_1}\frac{\gamma}{10}F_3^{G_1}\frac{F_1}{F_1 - F_3^{G_1}} - \left(\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}\right)^2}}.$$

Die Gleichung der Amplituden wieder:

$$x_{a_1} = A_1 e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_1}a\frac{T_1}{4}}$$

$$x_{a_2} = A_2 e^{\frac{R}{2}\frac{g}{G+G_2}a\frac{T_2}{4}}$$

und die Endformeln:

$$G = \frac{G_1 - HG_2}{H - 1}, \tag{19}$$

wo

$$H = \frac{1 - n_1}{1 - n_2}\frac{T_1}{T_2}\frac{\log\text{nat}\frac{x_2}{x_{n_2}}}{\log\text{nat}\frac{x_1}{x_{n_1}}} \tag{19a}$$

und wenn schon G bekannt ist:

$$\left.\begin{aligned} R &= 2\frac{G+G_1}{g}\frac{4}{1-n_1}\frac{1}{T_1}\log\text{nat}\frac{x_1}{x_{n_1}} \\ \text{oder } R &= 2\frac{G+G_2}{g}\frac{4}{1-n_2}\frac{1}{T_2}\log\text{nat}\frac{x_2}{x_{n_2}} \end{aligned}\right\} \tag{20}$$

Bei einem solchen Schwimmer mit veränderlichem Querschnitte sind eigentlich die Schwingungszeiten und die Reibungswiderstände für eine jede x-Ruhelage verschieden.

Wenn wir bei den Rechnungen wirklich eine bis zur Minutiosität gehende Sorgfalt anwenden wollten, dann müßten wir versuchen, die Bestimmung der Funktionen $T = f_1(x)$, $R = f_2(x)$, $G = f_3(x)$.

In der Praxis könnten wir aber diese Formeln nur sehr begrenzt benutzen, weil die Korrektionsformeln, welche wir so zur Verbesserung der Ausschläge vom Apparate bekommen, zu kompliziert sind, um einen realen Wert zu haben.

Wir können ganz zufrieden sein, wenn wir die Übergewichte G_1 und G_2 so wählen, daß die neuen Ruhelagen des Instrumentes in das erste und zweite Drittel des Maximalausschlages fallen.

Die so ausgerechneten Werte von G und R nehmen wir dann ohne weiteres auf die ganze Linie von $0 - x_{max}$ als konstant an.

(Eingegangen 31. August 1909.)

Der Phasograph.

Ein neues Instrument zum Studium der Wechselströme.

Von Manne Siegbahn.

Um den zeitlichen Verlauf eines variablen Stromes zu verfolgen, kann man den Oszillographen benutzen. Hierbei muß man aber dem schwingenden Lichtfleck durch eine besondere mechanische Vorrichtung, z. B. einen rotierenden Spiegel oder Trommel, eine senkrechte Bewegung erteilen. Bei dem hier zu beschreibenden Instrument werden diese beiden Bewegungen durch den fraglichen Strom selbst hervorgebracht.

Der Apparat (siehe Figur 1 und 2) besteht aus zwei zueinander senkrechten Silberdrähten

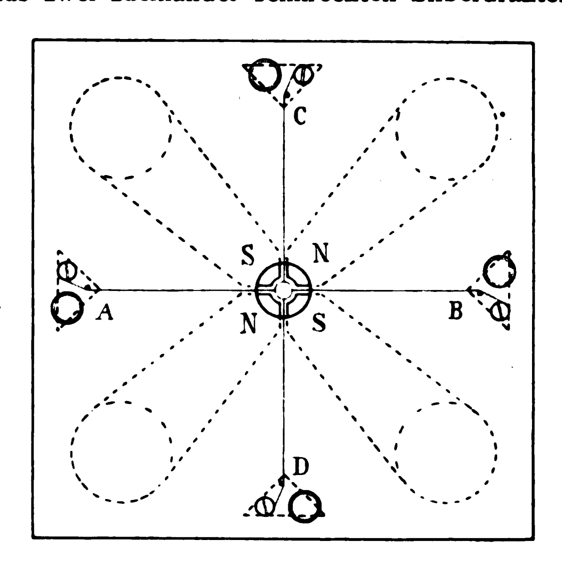


Fig. 1.

(Durchmesser 0,02 mm, Länge etwa 10 cm), die in der Nähe ihres Kreuzungspunktes starken Magnetfeldern ausgesetzt sind. Die vier Magnetfelder werden von Elektromagneten geliefert, auf welche Polschuhe geeigneter Form aufgesetzt werden. Ferner sind die Silberdrähte mittels einer dünnen Glimmerplatte gegeneinander isoliert. Im Kreuzungspunkt ist noch der kleine Spiegel befestigt, der somit in zwei senkrechten Ebenen beweglich ist.

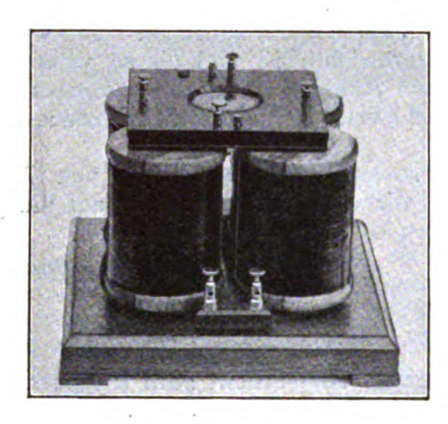


Fig. 2.

Fließt ein Strom durch *AB*, so erleidet der Spiegel eine Drehung um *CD*, die der Stromstärke proportional gesetzt werden kann. Beim gleichzeitigen Erregen der beiden Drähte beschreibt der Lichtfleck eine Figur nach Art der Lissajousschen Figur zweier Stimmgabeln.

Um die nötige Dämpfung zu erzielen, werden Polschuhe und Drähte in einem mit Rizinusöl gefüllten Messingkasten montiert. Die Spannung der Drähte kann durch besondere Schrauben reguliert werden.

Je nach der Art der Verwendung, Registrieren oder Demonstrieren, fällt der Lichtfleck auf eine Mattglasscheibe, eine photographische Platte oder einen Schirm. Der Apparat kann hauptsächlich zu folgenden Zwecken dienen:

1. Demonstrieren der Phasenverschiebung bei Wechselstromdurchgang in Selbstinduktion und Kapazität. Der Lichtfleck beschreibt eine Ellipse, einen Kreis oder eine gerade Linie.
2. Demonstrieren der Phasenverschiebung bei Transformatoren.
3. Aufnahme von Charakteristiken beim Lichtbogen.
4. Aufnahme von Hysteresiskurven.

Der Apparat wird vom Universitätsmechaniker H. Sandström, Lund, angefertigt.

(Eingegangen 16. November 1909.)

Neue Magnetinduktoren für höhere Frequenzen.

Von R. Hartmann-Kempf.

Die Erfolge mit ihren Magnetinduktoren zu ferntachometrischen Zwecken veranlaßte die Firma Hartmann & Braun, A.-G., das hierzu benutzte eigenartige System auch für Generatoren zur Erzeugung hochfrequenter Ströme zu benutzen.

Das Eigenartige der Konstruktion liegt hauptsächlich in der Form des Polankers. Aus der schematischen Zeichnung eines sechspoligen Induktors (Fig. 1) gehen diese, sowie andere neuartige Einzelheiten hervor. Die sechs Pole werden von drei Hufeisenmagneten gebildet, deren Kraftlinien sowohl durch die jedem einzelnen Magneten gegenüberstehenden Ankerarme, als auch durch die zwischen zwei Magneten den Schluß vermittelnden Arme geleitet werden. Der magnetische Schluß ist also ein ausgezeichneter; gleichgerichtete benachbarte Magnetpole sind vermieden. Der Magnetkranz dreht sich um den feststehenden Anker unter Fortfall von Schleifringen und Bürsten. Das Gehäuse selbst ist als dreistufige Riemenscheibe mit den Durchmessern 15, 10 und 5 cm ausgebildet, so daß es wie ein Vorgelege aussieht; es läuft in Präzisionskugellagern mit Dauerschmierung.

Der Anker trägt nun im Gegensatz zu den üblichen Bewicklungsarten nicht sechs, sondern nur drei Spulen, d. h. allgemein nur halb so viel Spulen, als Polwechsel pro Umlauf. Hierdurch erhalten nicht nur die Spulen selbst, sondern namentlich die spulenlosen Arme eine viel günstigere Form; denn nun kann man die freien Polarme konisch gestalten und zwar so breit, daß sie die Magnete kurz schließen können. Hierdurch wird ein Abriß gänzlich vermieden; der Übergang erfolgt weich und die Stromkurve bleibt nahezu sinusförmig.

Die Leistung eines solchen Induktors wächst annähernd proportional mit der Umdrehungszahl; auch bleiben die Magnete außerordentlich konstant. Daher eignen sich diese Induktoren besonders gut zur Erregung von Voltmetern, die als Geschwindigkeitsanzeiger geeicht sind. Über solche Ferntachometer wird an anderer Stelle ausführlicher berichtet (vgl. auch Fig. 7).

Nach ganz ähnlichen konstruktiven Grundsätzen sind die Induktoren mit 12, 24 und 48 Polen gebaut. Nur bei dem kleinen vierpoligen Induktor (links in Fig. 2) wird ein einziger kreisrunder Magnet verwendet, der an den vier Polen eines feststehenden Kreuzankers vorbeiläuft, wie später bei der Hochfrequenzmaschine ausführlich beschrieben.

Die Leistung der Induktoren wächst natürlich mit der Tourenzahl, jedoch ist sie durch die räumlichen Größenverhältnisse begrenzt.

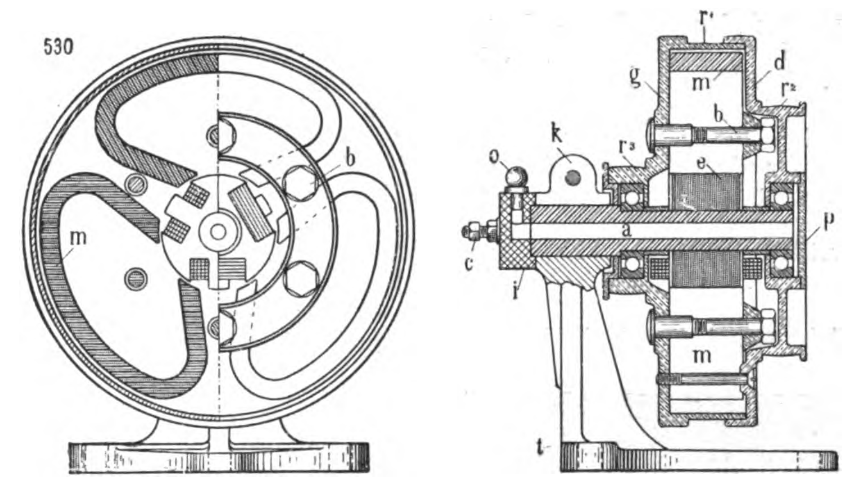


Fig. 1. Inneres eines sechspoligen Magnetinduktors mit feststehendem Anker und umlaufendem, als mehrstufige Riemenscheibe ausgebildetem Magnetgehäuse.

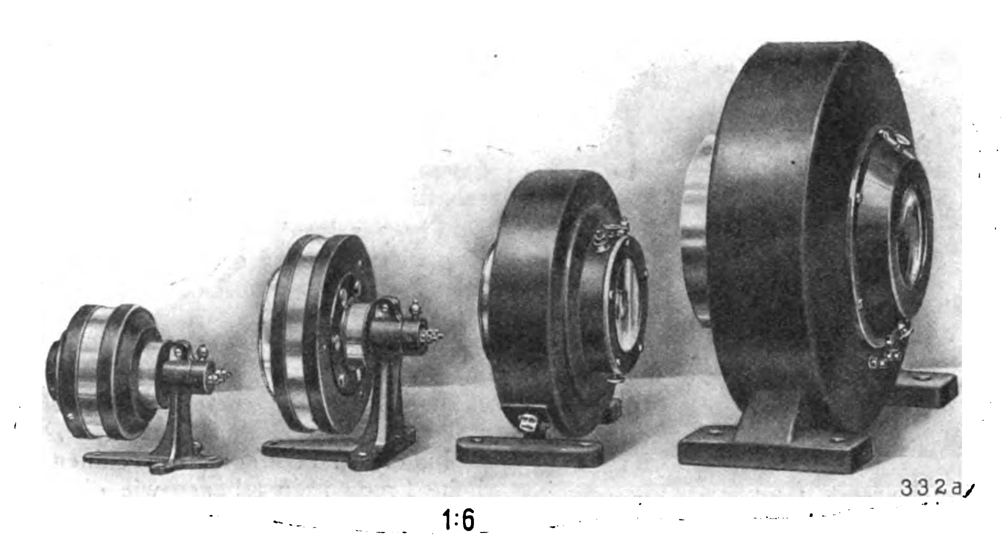


Fig. 2. Vielpolige Magnetinduktoren für Dauerbetrieb.

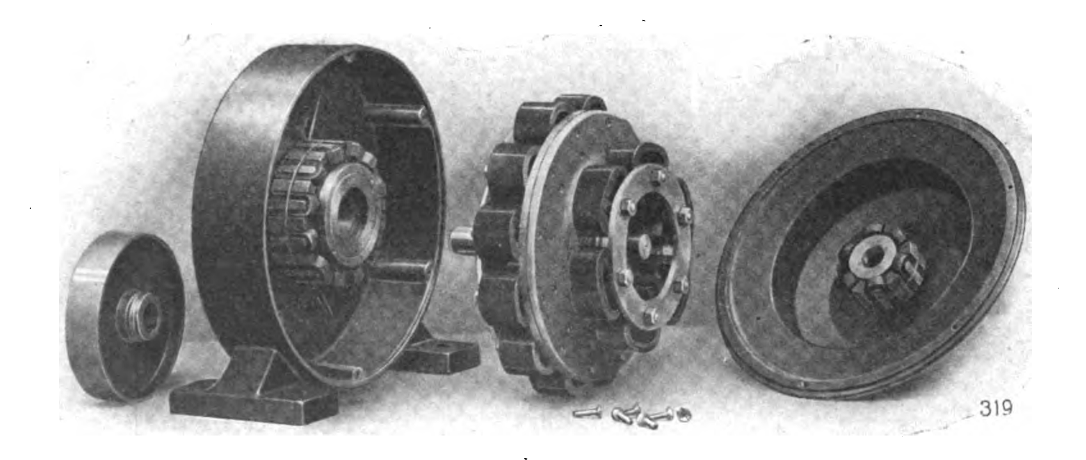


Fig. 3. Induktor zur Erzeugung zweier verschiedener Periodenzahlen (z. B. für akustische Untersuchungen).

Sie beträgt für 100 Perioden bei den 4-, 6-, 12-, 24- und 48poligen Induktoren etwa 3, 5, 10, 25 und 100 Watt. Die beiden letzteren Typen gestatten aber bei höherer Frequenz unter Umständen eine Entnahme bis zu 40 bzw. 500 Watt.

Von Interesse für den Physiker sind insbesondere die genannten letzteren Typen sowie ein Doppelinduktor mit zwei getrennten Stromkreisen von zwei verschiedenen Frequenzen, z. B. 12 und 24 oder 18 und 24 Wechsel pro Umlauf (Fig. 3).

Derartige Induktoren sind auch als Erzeuger

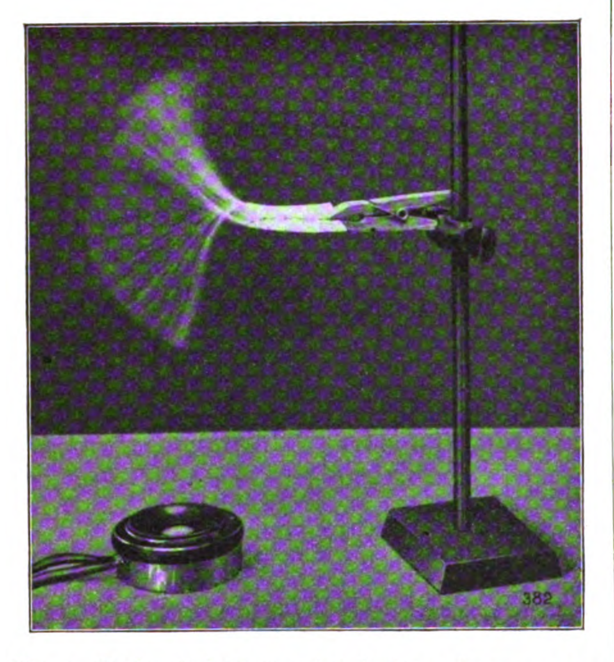


Fig. 4. Starke Luftströmung bei kräftiger Erregung eines Dosentelephons.

für ganz reine einfache und zusammengesetzte Töne wertvoll. Ein 24poliger Induktor kann bis zu 3000 Touren pro Minute aushalten; er erzeugt hierbei im Telephon einen Ton von 600 (polarisierten) Schwingungen, in einem Telephonhörer ohne permanente Magnete einen solchen von 1200 Schwingungen.

Gelegentlich solcher Versuche beobachtete der Verfasser eine eigentümliche Erscheinung. Wird eine Telephonmembrane in Nähe ihres Eigentones (600—800 Schwingungen) stark erregt, so entsteht gleichzeitig mit einem grellen Ton ein kräftiger Windstrom, der imstande ist, ein Papier in die Höhe zu treiben. (In einer Rauchwolke zeigt er sich deutlich auf 1 m Höhe.) (Fig. 4.) Das Papier fliegt aber nur auf, wenn es einige Zentimeter hoch über die Telephonschale gehalten wird. Anscheinend wirkt die Membran wie eine Luftpumpe. Das Experiment ist höchst überraschend.

Die Telephontöne lassen sich in jeder Stärke herstellen und bis zum grellen Schreien steigern. Die Abstufungen geschehen am einfachsten durch Vorschalten von Widerständen, wogegen die gewöhnliche Tonsirene solche Tonschattierungen nicht gestattet.

Fig. 3 zeigt das Innere des Doppelinduktors. Kuppelt man zwei oder mehrere solcher Induktoren, so lassen sich Akkorde u. dgl. zusammenstellen.

Mit dem Hochfrequenzinduktor (Fig. 5) kann man über 5000 Polwechsel in der Sekunde hervorbringen. Dabei ist die große Leistung von etwa 500 Watt zu beachten, da die gewöhnlichen Hochfrequenzmaschinen für derartig hohe Frequenzen (ebenso wie die in Fig. 8 abgebildete Maschine) nur ganz minimale Lei-

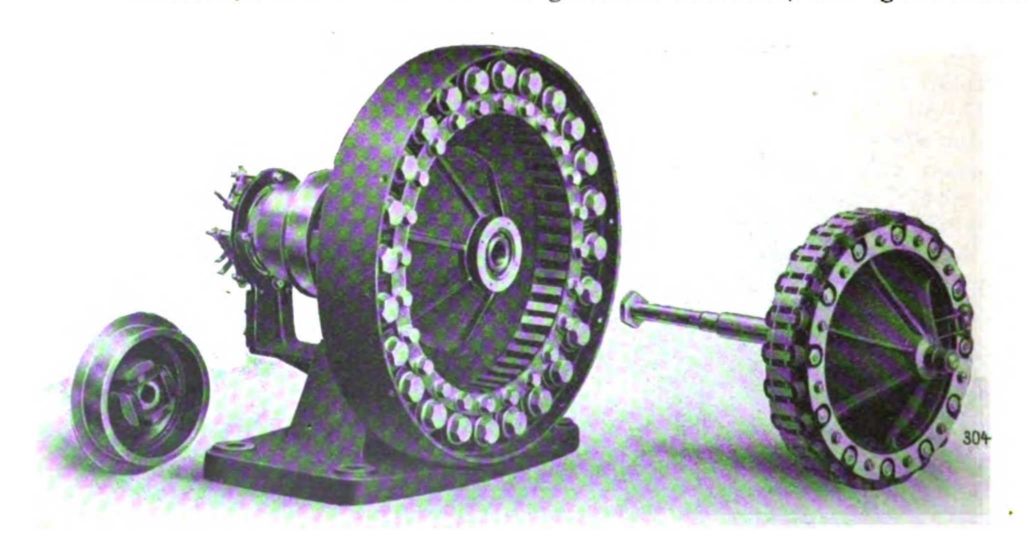


Fig. 5. Hochfrequenz-Induktor für größere Leistungen; Anker sowie Magnetkranz entgegengesetzt umlaufend.

stungen (unter 1 Watt) hergeben können. Diese Maschine eignet sich daher für Messungen von Kapazitäten, Selbstinduktionen usw. in Kabeln und sonstigen elektrischen Apparaten. Aber auch zu akustischen Untersuchungen wird sie in vielen Fällen als wertvolles Hilfsmittel zur Erzeugung reiner Töne in jeder gewünschten Stärke dienen können. Die hohen, an der Grenze der musikalischen Noten liegenden Töne im Telephon sind von wundervoller Klarheit bei einer nötigenfalls dampfpfeifenartigen Stärke.

Um solch hohe Frequenzen überhaupt hervorzubringen, müssen Magnetkranz und Anker gegeneinander laufen; ein jeder mit etwa 3000 Touren in der Minute. Bei dem Magnetgehäuse (Fig. 5 und 6) entspricht dies einer Peripheriegeschwindigkeit von etwa 64 m in der Sekunde. Daher sind an die Konstruktion dieser Hochfrequenzmaschine ungewöhnliche Ansprüche gestellt worden; Fig. 6 zeigt einige interessante Einzelheiten.

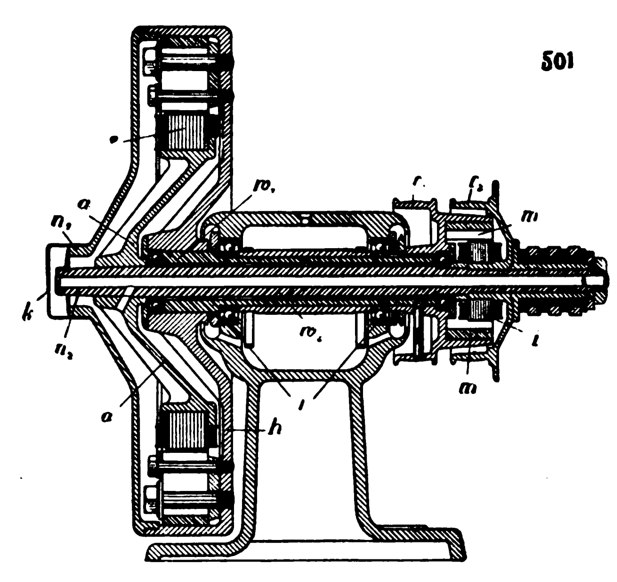


Fig. 6. Konstruktion der Hochfrequenzmaschine nach Fig. 5.

Magnetkranz und Anker befinden sich in einem völlig abgeschlossenen Stahlgußgehäuse *h*, welches auf die Welle w_1 heiß aufgezogen ist. Diese Hohlwelle w_1 dient gleichzeitig als Träger der Kugellager für die innere Welle w_2, die zum Antrieb des entgegengesetzt laufenden Ankers dient. Dieser Antrieb kann durch Riemenscheiben r_1 und r_2 erfolgen oder durch direkte Kupplung bei n_1 und n_2. (Nach Abnahme der Schutzkappe *k*.) Das Ankergerüst *a* trägt den Eisenanker *e* aus fein lamellierten Blechen.

Die eine Riemenscheibe birgt noch einen Kreuzanker *i* (auch in Fig. 5 ersichtlich), die andere den dazugehörigen kreisrunden Magnet *m*. Die hierin erzeugte niedere Frequenz dient zur genauen Anzeige der Tourenzahl mittels eines Resonanzfrequenzmessers. Pro Doppelumlauf entstehen daher acht Polwechsel in dem kleinen Induktor, welchen 96 Wechsel des großen Induktors entsprechen. Bei 3000 Touren und 2400 Perioden des Hochfrequenzinduktors gibt der vierpolige Induktor nur 200 Perioden, was sich noch bequem an einem durch Schwingungsbilder anzeigenden Frequenzmesser ablesen läßt.

Bei vielen Wechselstrommessungen wird auf eine möglichst sinusförmige Stromkurve besonderer Wert gelegt. Wie die Darstellungen in Fig. 7 zeigen, ist die Stromkurve nahezu sinusförmig. Es kommt natürlich auf die Verhältnisse des Stromkreises an, sowie auf die Frequenz. Bei Wechselströmen hoher Frequenz (1000 Perioden und mehr) werden selbst bei mäßiger Induktion die Obertöne in den Stromkurven erdrückt. Aber auch bei niederer Fre-

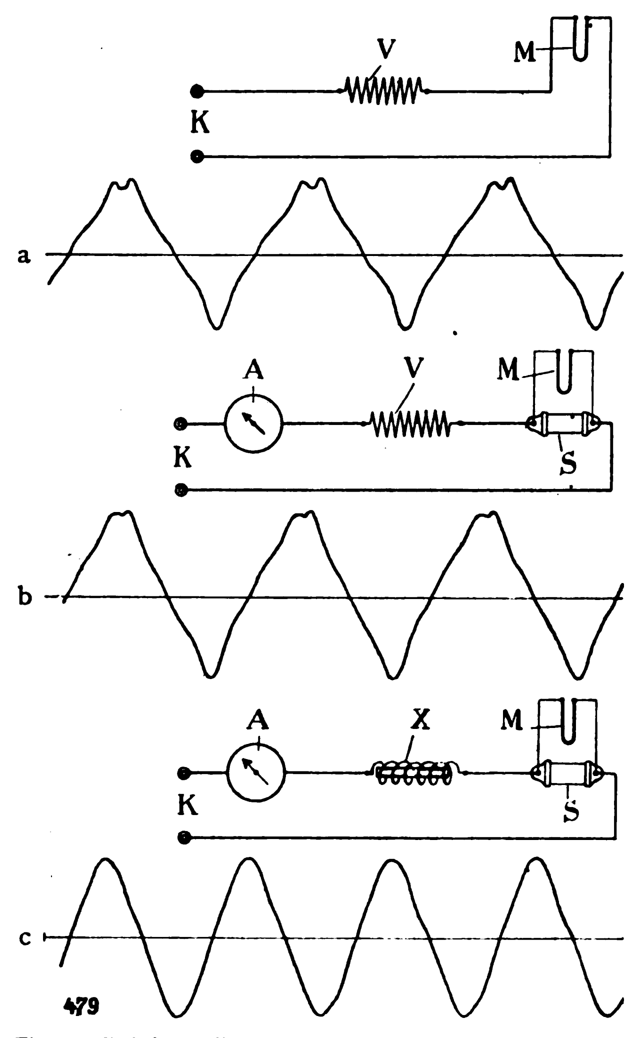


Fig. 7. Einfluß auf die Kurven durch verschiedene Belastung und Induktion.

quenz (120 Perioden) gelingt es, die Zacken aus den Kurven herauszubringen, namentlich wenn der Induktor auf stärkere Strombelastung beansprucht wird. Die Oszillogramme der Fig. 7 schildern folgende Verhältnisse: Fig. 7a. Der Induktor ist unbelastet; die Spannung wird von der Klemme *k* über den Vorschaltwiderstand *V* der Meßschleife *M* zugeführt. In Fig. 7b ist der Induktor halb belastet; das Amperemeter zeigte 2,5 Amp. Dementsprechend wird die Meßschleife an einen Shunt *S* gelegt.

Der Induktionswiderstand *X* (in Fig. 7c) bringt die Obertöne gänzlich zum Verschwinden, trotzdem er so gering war, daß er noch drei Ampere durchließ.

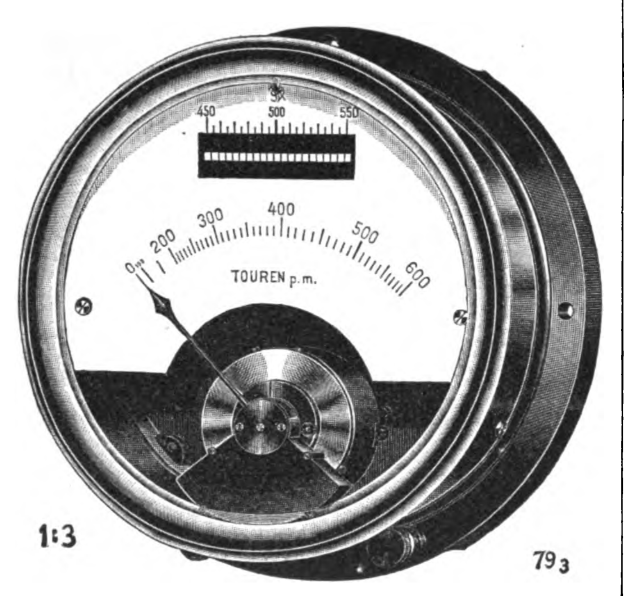


Fig. 8. Präzisions-Ferntachometer mit Kontroll-Zungen.

Fig. 8 zeigt ein sehr praktisches Ferntachometer, dessen Zeiger einen großen Meßbereich angibt und dessen Kontrollzungen dazu dienen, die Zeigerangabe mit der entsprechenden aus der Frequenzmessung hervorgehenden Tourenzahl auf Richtigkeit zu prüfen.

Die oben beschriebene Hochfrequenzmaschine ist leicht transportabel; sie wiegt etwa 60 kg.

Der Antrieb geschieht mittels Riemenscheibe. Die Ineinanderlegung der Achsen von Magnetkranz und Anker bietet neben konstruktiven Vorteilen noch die Annehmlichkeit, daß die eine Seite gänzlich frei von hervorstehenden oder empfindlichen Teilen ist und daß sich zudem sowohl an die innere Achse wie an das äußere Gehäuse andere Maschinen, event. ein weiterer Satz Induktoren direkt kuppeln lassen.

Im Anschluß hieran sei noch kurz die kleine Hochfrequenzmaschine (Fig. 9) genannt. Sie besitzt einen fein lamellierten Anker, dessen Zähne pro Umlauf 72 Perioden in der feststehenden Magnetspule hervorrufen. Der kräftige Magnet

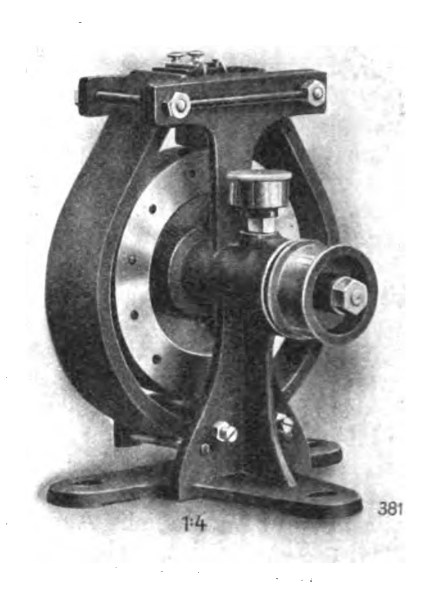


Fig. 9. Hochfrequenzmaschine für geringe Leistung.

umschließt den Anker. Diese Maschine gibt bis zu 8000 Perioden pro Sekunde. Eigentümlich ist, daß man diese Wechselströme beim Berühren mit feuchten Fingern sehr deutlich spürt, ohne jedoch die Empfindung zu haben, daß es sich um wesentlich höhere als fast 200mal so hohe Frequenzen als die der gewöhnlichen Wechselströme handelt.

(Eingegangen 4. November 1909.)

Gemeinsames Drehungsgesetz bei geodynamischen und heliodynamischen Wirbeln.

Von Wilhelm Krebs.

Die stärksten Erdbeben des Jahres 1907 auf den Antillen und den Philippinen wiesen in der Anordnung ihrer Herde eine auffallende Übereinstimmung auf.

Der Hauptherd des Erdbebens von Jamaika, Januar 14, 1907, lag nahe der Küste im Meeresgrunde. Drei Nebenherde lagen auf der Insel, zwei von ihnen mit dem Hauptherde zusammen nahe der seismotektonischen Linie, mit der Hobbs nach Montessus de Ballore Port Royal auf Jamaika und Vuelta de Abajo auf Cuba verbindet.

Der Hauptherd des Erdbebens von Camarinas, April 19, 1907, lag im Grunde des Ragaygolfes. Drei Nebenherde lagen, in einer Linie mit ihm, auf Luzon beim Taalvulkan, über der Seebebenstelle des Golfes von Manila und über der Seebebenstelle südlich des Golfes von Subig.

Die Stoßrichtungen im Umkreis der beiderlei Hauptherde wiesen, neben radialer, antizyklonale Anordnung auf, die Stoßrichtungen bei den beiderlei Nebenherden wiesen zyklonale Anordnung auf.

Ein ähnlicher Wechsel zwischen zyklonalen und antizyklonalen Anordnungen kehrt bei den auf der Sonnenoberfläche neuerdings festgestellten Wirbelsystemen wieder. Nach G. E. Hales Veröffentlichung im Novemberheft 1908 des Astrophysical Journal verlaufen die Stromlinien der hellen Ausbruchsmassen in der Höhe über spektroskopisch betrachteten Sonnenflecken zyklonal. Aus theoretischen Gründen hält Hale den Nachweis der entgegengesetzten, antizyklonalen Drehung eines Fleckenwirbels (spot-vortex) für wünschenswert.

Dieser Nachweis war von mir selbst schon erbracht und für vier Fälle, drei südhemisphärische und einen nordhemisphärischen, im Märzheft 1908 der Mitteilungen der V. A. P. zusammengefaßt.

In allen drei Reihen, den beiden geophysikalischen und der heliophysikalischen, tritt die antizyklonale Drehung augenscheinlich entgegen als Ausdruck eines Absinkens, die zyklonale Drehung als Ausdruck eines Aufsteigens. Die Analogie mit dem barischen Gesetz der atmosphärischen Wirbel, nach Hadley, Buys, Ballot und Ferrel, erscheint um so fesselnder als es sich in beiden Vorgängen um das Vorhandensein verschieden großer Winkelgeschwindigkeiten handelt. Die tieferen Bodenschichten des Erdballs, die tieferen Schichten der Chromo- und Photosphäre des Sonnenballs besitzen eine geringere Winkelgeschwindigkeit der Rotation ganz ebenso, wie sie die Erdatmosphäre in höheren Breiten aufweist. Die Wirkung dieser verschieden großen Rotationsgeschwindigkeiten innerhalb der Erdatmosphäre zur Bildung zyklonaler und antizyklonaler Wirbel mit vertikaler Achse wird aber erst dadurch ausgelöst, daß eine Massenversetzung aus niederen nach höheren und aus höheren nach niederen Breiten eintritt. Es ist die Frage, ob eine solche Versetzung in horizontaler Richtung zum mindesten der Tendenz nach bei den vulkanischen Vorgängen der Erde und der Sonne vorhanden sei.

Diese Frage kann tatsächlich bejaht werden. Die Ausbrüche und aufstauchenden Hebungen finden in radialer Richtung statt. Sie entfernen sich demnach mehr und mehr vom Äquator, während die Richtung der Erd- und der Sonnenrotation diesem streng parallel verbleibt. Eine nicht unerhebliche Komponente der Beschleunigung in den tieferen, der Verlangsamung in den höheren Schichten gelangt demnach in horizontaler Richtung zur Geltung.

Es besteht keine prinzipielle Schwierigkeit dagegen, die antizyklonalen und zyklonalen Wirbel der Erd- und der Sonnenoberfläche ebenso aus der Rotationswirkung zu erklären wie die Wirbel der Erdatmosphäre.

Großflottbek im August 1909.

(Eingegangen 19. Oktober 1909.)

Antipodale und in abgemessenen Abständen ringbildende Erdkatastrophen.

Von Wilhelm Krebs.

Ein Vergleich der Erdbebenstatistiken Jamaikas und der Philippinen für Januar 1907 ergab in drei Fällen ein Zeitintervall von 31—36 Minuten, demnach eine Bestätigung des von Oddone für die Erdbeben des 16. August 1906 geführten Nachweises, nach welchem das Erdbeben Mittelchiles entfesselt war durch die zweiten Vorläuferwellen des um etwa 30 Minuten vorangegangenen Bebens im Nordpazifik.

In einem dieser drei Fälle, am 23. Januar 1907, war einem Beben bei Kingston und Richmond auf Jamaika, auf der Philippineninsel Romblon nicht allein nach 31, sondern auch schon nach 13 Minuten ein Beben gefolgt. Hier scheinen also auch die ersten Vorläufer von einem besonders tief gelegenen Herde wirksam gewesen zu sein.

Dieser antipodalen Korrespondenz im kleinen hatte im großen das Auftreten des Erdbebens vom Januar 14, 1907 entsprochen, durch welches besonders Kingston auf Jamaika zerstört worden war. Um 28 Stunden war ihm ein gleicherweise starkes Erdbeben auf den Philippineninseln Samar, Leyte und Mindanao vorausgegangen. Die Entfernung von Jamaika beträgt entlang der atlantisch-altweltlichen Seite 202, entlang der pazifischen Seite 158 Längengrade. Die beiden Bebengebiete waren immerhin nur annähernd antipodal.

Ihre Abstände beiderseits der Erde wurden nahezu halbiert durch die Schauplätze anderer Bodenkatastrophen, die ebenfalls zwischen Januar 13 und 16, 1907 entfielen: Ausbruch des Ätna mit nachfolgenden Erschütterungen und Ausbruch des Maunaloa.

Ähnliches wiederholte sich im März und April 1907 und im Juni und Juli 1909. In den folgenden Tabellen sind, I. die Bebenorte und -zeiten, II. die geographischen Längen östlich von Greenwich der wahrscheinlichen Herde, III. die Differenzen dieser Längen zusammengestellt.

I. Januar 1907 . .	Visayas 13. I.	Hawai vor 16. I.	Jamaika 14. I.	Sizilien 7.—13. I.
März/April 1907	Ulie u. Caragan 29. III.	Südmexiko 15. IV.	Azoren 31. III.	Bitlis 29. III.
Juni 1909 . .	Sawaii ?	Plata 3. VI.	Provence 11. VI.	Korintji 4. VI.
Juni/Juli 1909 .	Bismarck-Arch. 22. VI.	Südmexiko 30. VII.	Tenerife 22. VI.	Hindukush 7. VII.
II. Januar 1907 . .	125°	205°	283°	375°
März/April 1907	145	250	330	402
Juni 1909 . .	190	280	365	461
Juni/Juli 1909 .	150	250	343	430
III. Januar 1907 . .	80°	78°	92°	110°
März/April 1907	105	80	72	103
Juni 1909 . .	90?	85	96	89?
Juni/Juli 1909 .	100	93	87	80

Die unter III. angeführten Längenabstände betragen $90^0 \pm 22$ Proz.

(Eingegangen 19. Oktober 1909.)

Die seismische Konstante des Metallkerns der Erde.

Von Wilhelm Krebs.

Ausgehend hauptsächlich von den Untersuchungen H. Benndorfs über die Fortpflanzung der Erdbebenwellen und von S. Watzofs Statistik der Balkanbeben von April 4, 1904 hat E. Oddone seismische Konstanten bei Makroseismen aufgefunden. Hauptsächlich sind es Zeitintervalle von 30—36, 54—69, 23—25 Zeitminuten, die von jenen Beben festgestellt und bei anderen Beben wiedergefunden wurden.

Dem von Oddone beigebrachten Material konnte ich selbst aus Maxwell-Halls Statistik der Erdbeben auf Jamaika, besonders im Januar und Februar 1907, noch 7 Fälle von 30—35 Minuten, 10 von 55—60 Minuten hinzufügen. So war mir schließlich möglich, aus 21 Fällen den Durchschnittswert 33, aus 25 Fällen den Durchschnittswert 60, aus 21 Fällen den Durchschnittswert 24 Minuten zu ermitteln.

Die erste Konstante 33 (Oddone bezeichnete sie teils mit 33, teils mit 34) ist von ihm mit der Zahl 17, die zweite Konstante 60 (Oddone nahm 64 oder $64{,}5 \pm 2$ an) ist von ihm mit der Zahl 33 in Zusammenhang gebracht. Diese Zahlen ergeben sich aus den von Benndorf entworfenen Zeitkurven für die ersten und die zweiten Vorläufer von Fernbebenaufzeichnungen als die Minutenzeiten bis zur Erreichung der dem Herde antipodalen Stelle der Erde. Oddone schließt daraus, daß die von ihm festgestellten Zeitintervalle von einigen 30 und einigen 60 Minuten der Wiederkehr reflektierter Vorläuferwellen von der antipodalen Erdstelle aus entsprechen.

In bezug auf das dritte Intervall von 24 (Oddone selbst schreibt 23) Zeitminuten bekennt er allerdings „keine Idee zu haben, wo die Wellen reflektiert werden könnten". Diese Lücke der Oddoneschen Darstellung wird ausgefüllt durch Berücksichtigung der von Benndorf und von Wiechert an Seismogrammen nachgewiesenen bedeutendsten Grenzfläche des Erdinnern, nach Wiechert der Grenzfläche zwischen Metallkern und Steinmantel.

Wenn von einem Punkte jener Grenzfläche eine Vorläuferwelle ausgeht, die, an dem antipodalen Punkte reflektiert, nach dem Ausgangspunkt zurückkehrt, so ist der Effekt auf die entsprechenden Punkte der Erdoberfläche zeitlich an das Intervall des Vorganges innerhalb des Metallkerns gebunden. Denn die Verspätungen zwischen Mantel- und Kernoberfläche vollziehen sich an der diesseitigen und an der antipodalen Stelle in genau entgegengesetzter Richtung und gleichen sich infolgedessen aus. Und es liegt durchaus im Bereiche des Wahrscheinlichen, den Herd des ersten Bebens so tief im diesseitigen Mantelteile anzunehmen, daß derselbe Ausgleich für den ersten Anstoß gilt.

Unter dieser wahrscheinlichen Voraussetzung und ferner der vorläufigen Annahme gleichmäßiger Geschwindigkeit der ersten Vorläuferwellen entlang einem Erddurchmesser (2×6370 km), ergibt sich die Proportion $12740 : 33 = x : 24$. Daraus der Durchmesser des Metallkerns $x =$ 9266 km.

Nach Wiechert ist aber die durchschnittliche Geschwindigkeit in ihm 1,062 mal, nach Benndorf 1,082 mal größer als im Gesamtdurchschnitt der Erde. Der Metallkern mißt demnach, nach Wiechert berechnet 9850, nach Benndorf berechnet 10026 km.

Für den Steinmantel ergibt sich daraus eine Dicke nach Wiechert von 1454 km, nach Benndorf von 1308 km, Werte, die durchaus innerhalb der von Wiechert angegebenen Breite von 1300—1600 km entfallen.

(Eingegangen 19. Oktober 1909.)



Polarisation des Himmelslichtes.

Von Wilhelm Krebs.

Die von Friedrich Busch mit so vielversprechendem Erfolge durchgeführten Beobachtungen mit dem Savartschen Polariskop beschränkten sich, mit gelegentlichen, kaum mehr als einige Halos betreffenden Ausnahmen, auf den Vertikal der Sonne. Verläßt man diesen und dehnt die polariskopische Beobachtung auf den ganzen Himmel aus, dann stellen sich Felder positiver und negativer Polarisation heraus. Jene sind, bei vertikaler Stellung, kenntlich an einem, diese an zwei dunklen Bändern innen zwischen den farbigen.

Voneinander abgegrenzt sind diese Felder durch neutrale Banden, denen die neutralen Flecke Arago und Babinet oder statt seiner gewöhnlich die weithin neutral erscheinende Umgebung der Sonne als Ecken oder Depressionen angehören. Am ganz klaren Himmel fand ich wiederholt die Anordnung dieser neutralen Banden derart, daß beim Visieren nach der Seite der Sonne und nach ihrer Gegenseite hin jedesmal die links aufsteigende Bande eine nach dem Zenit gerichtete Knickung um 90° erfuhr. Daraus ergab sich die Konstruktion eines rechteckigen zenitalen Feldes positiver Polarisation, das ausgeschnitten war aus den horizontnäheren Partien negativer Polarisation.

An einem Tage mit Bewölkung, besonders mit *ci*-Streifen, fand ich wechselnde Gestaltung dieser Banden (Meteorolog. Zeitschr., Januar 1909, S. 37).

Doch erscheint es viel zu weit gegangen, wenn neuerdings von Busch und Jensen vorgeschlagen wird, wegen der durch solche Beobachtungen belegten Unregelmäßigkeiten auf Polarisationsbeobachtungen bei nicht gänzlich klarem Himmel überhaupt zu verzichten. Das würde die Ausnutzung der Polarisation für die praktische Geophysik der Atmosphäre in vielen Fällen illusorisch machen, durch allzu spärliche Beobachtungen.

Es würde auch nicht dem von Busch selbst mit dem erwähnten Erfolge eingeschlagenen Wege entsprechen. In seiner umfassenden Bearbeitung der Jahre 1886 bis 1889 (Gymnasialprogramm Arnsberg 1890) nahm er „mit ganz wenigen Ausnahmen, welche infolge der Einwirkung von Cirren eine sehr erhebliche Abweichung von den normalen Verhältnissen zeigen, alle Beobachtungen auf". Tatsächlich sind in den Tabellen jener Arbeit von Wolken Cirri, Cirrostrati und Cumuli vielfach erwähnt.

Durch die ebenso unbeirrte Beobachtung an 11 Terminen des Juni, an 29 des Juli 1909 zu Groß-Flottbek war es mir möglich, auf solche Weise eine Beobachtungsreihe zu schaffen, die den von Busch vorliegenden Reihen für 1886 bis 1889 durchaus vergleichbar ist. Sie lieferte in der Tat auch ein geophysikalisches Kriterium beim Vergleich der Juni- mit den Julireihen 1909. Während der Aragopunkt im Juli 1909 das gleiche Niveau beizubehalten schien, durchschnittlich, wie im Juni, hob sich das Julimittel für den Babinetpunkt fast um drei Grade. Die genaueren Zahlen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Polarisation des Himmelslichtes zu Groß-Flottbek.

Datierung 1909:	Juni 1 bis 25	Juli 1 bis Aug. 14
	Differenz gegen die Arnsberger Mittelwerte 1889	
beim Aragopunkte . .	+2,7°	+2,7°
Zahl der Beobachtungen	(11)	(29)
beim Babinetpunkte . .	−3,6°	−0,8°
Zahl der Beobachtungen	(9)	(29)

Da die Kimmlinie im hügeligen und teilweise von Bäumen bestandenen Geestgebiete unsicher ist, aber konstant in gleicher Höhe angenommen wurde, beanspruchen diese Höhenwerte zwar nicht absolute, doch relative Geltung.

Der Babinetpunkt war demnach berechnet auf den Stand zu Arnsberg in dem annähernd normalen Jahre 1889, über Groß-Flottbek nach 25. Juni 1909 durchschnittlich um 2,8° gehoben, während der Aragopunkt im Durchschnitt gleiche Höhe über dem Gegenpunkte der Sonne beibehielt. Diese Verschiedenheit des Verhaltens stand in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Arnsberger Beobachtungen für 1886 bis 1889. Denn in diesen Jahren erwies sich der Babinetpunkt ungefähr viermal beweglicher gegenüber der Beeinflussung der Polarisation durch die atmosphärisch-optischen Folgen vulkanischer Ausbrüche, als der Aragopunkt.

Die Änderung, welche in solcher Weise an der Polarisation des Himmelslichtes über Groß-Flottbek nachgewiesen war, sprach deshalb für ähnliche Ereignisse vulkanischer Art wie diejenigen, die dem Jahre 1886 vorangingen. Tatsächlich liegen vom 22. Juni 1909 Nachrichten vor über einen vulkanischen Ausbruch auf Tenerife. Auch sind aus theoretischen Gründen vulkanische Ereignisse um dieselbe Zeit in anderen, entlegeneren Teilen der Erde wahrscheinlich, besonders im Samoa- und Tongagebiet[1]).

Die Fortsetzung der Polarisationsbeobachtungen bis 29. August 1909 brachte für den Aragopunkt 10, für den Babinetpunkt 7 Beobachtungen. Im Durchschnitt erwies sich jener nun um 0,8°, dieser um 0,5° mehr gehoben. Der Gesamtdurchschnitt ergab vom 25. Juni an

1) Vgl. hierzu die früheren Ausführungen desselben Verfassers in dieser Zeitschrift über Antipodale und in abgemessenen Abständen ringbildende Erdkatastrophen.

für den Aragopunkt $0,2^0$, für den Babinetpunkt $2,9^0$ Hebung.

Aus den Verhandlungen der V. A. P. zu Hamburg am 18. September 1909.

(Eingegangen 21. Oktober 1909.)

Bemerkungen zu der Doktordissertation von Herrn G. van Rij.

Von Hans Happel.

Bereits im vorigen Jahre erschien eine Abhandlung von Herrn van Rij [1]), in der er unter andern Resultate meiner [2]) Arbeit: „Zur Theorie und Prüfung der Zustandsgleichung" in Zweifel zieht. Im folgenden möchte ich zeigen, daß alle Einwände von Herrn van Rij unberechtigt sind, ich kann dies erst jetzt tun, da Herr van Rij seine Arbeit mir erst vor kurzem zusandte und auch da erst, nachdem ich ihm geschrieben hatte.

Ich schrieb die verbesserte van der Waalssche Gleichung bei Vernachlässigung von höheren Potenzen von $\frac{b}{v}$ in der Form

$$p = \frac{RT}{v}\left\{1 + \frac{b}{v} + \frac{5}{8}\left(\frac{b}{v}\right)^2 + 0{,}2869\left(\frac{b}{v}\right)^3\right\} - \frac{a}{v^2}, \quad (1)$$

also in derselben Form, in der sie auch Boltzmann auf S. 152 des zweiten Bandes seiner Gastheorie schreibt, wobei er allerdings in der Annäherung nicht so weit geht.

Schon hiergegen wendet sich Herr van Rij, die Gestalt der Gleichung hält er nicht für geschickt. Herr van Rij schreibt die Zustandsgleichung in der Form:

$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2}, \quad (2)$$

wobei er b als Funktion von v ansieht, er setzt:

$$b = bg\left(1 - \alpha\frac{bg}{v} + \beta\left(\frac{bg}{v}\right)^2 + \cdots\right),$$

hierbei ist bg der Wert von b für $v = \infty$, α und β sind Zahlenkonstanten. Herr van Rij scheint, wenn ich ihn recht verstehe, die Ansicht zu vertreten, daß man die Zustandsgleichung nur in der Form (2), nicht aber in der Gestalt (1) schreibe dürfe. In Wirklichkeit aber läßt sich — wie dies wohl ganz selbstverständlich sein dürfte — nicht zeigen, daß Form (1) keine Berechtigung habe oder prinzipiell ungeeigneter als (2) sei, es sei noch ausdrücklich erwähnt, daß in (1) der Term mit $\frac{b}{v}$ als Korrektionsglied 1. Ordnung zum Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetz, der mit $\frac{5}{8}\left(\frac{b}{v}\right)^2$ als Korrektionsglied 2. Ordnung aufgefaßt wird usw., natürlich ist hierbei nur die Rede von derjenigen Korrektion, die von der Ausdehnung der Moleküle herrührt. Herr van Rij scheint der Meinung zu sein, daß ich die Korrektion in anderer Weise aufgefaßt habe, hierzu findet sich aber in keiner meiner Arbeiten der geringste Anhaltspunkt, vielmehr habe ich stets an der eben erwähnten Ansicht festgehalten, die auch von Boltzmann vertreten wird.

Ich wende mich jetzt gegen die Einwände, die Herr van Rij gegen den Teil meiner Arbeit erhebt, in dem ich Gleichung (1) auf das Gebiet der Grenzkurve anwende.

Ich bezeichne, wie in meiner früheren Arbeit, mit $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ den Wert von $\frac{dp}{dT}$ für die Dampfdruckkurve und zwar im kritischen Punkt. Aus den Beobachtungen von Ramsay und Travers bei Argon erhielt ich

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_k = 1400\,\frac{\text{mm}\,Hg}{\text{Temp.}} \quad (3)$$

Herr van Rij beschreibt in seiner Arbeit ein Verfahren, nach dem ich zu diesem Wert gekommen sein soll und wendet sich dann gegen dessen Berechtigung. Das Seltsamste hierbei ist, daß ich den Wert von $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ überhaupt nicht in der Weise gewonnen habe, die Herr van Rij als die meinige ausgibt; ich hatte vielmehr den Wert von $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ in einwandfreier Weise erhalten, indem ich die Beobachtungen von Ramsay und Travers (diejenigen auf S. 671 ihrer Arbeit im 38. Bande der Zeitschr. f. phys. Chemie) zweimal aufzeichnete, ausglich, dann die Tangente im kritischen Punkte zog und so $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ maß.

Herr van Rij bezweifelt ferner die Richtigkeit des von mir für $\frac{dp}{dT}$ bei Argon erhaltenen Wertes. Er bildet den Differenzenquotient $\frac{p_k - p}{T_k - T}$ für verschiedene Punkte pT der Dampfdruckkurve, wobei er ebenfalls die Tabelle auf S. 671 der Arbeit von Ramsay und Travers benutzt, für denjenigen Punkt $p_1\,T_1$, der in der Tabelle dem kritischen Punkt am nächsten liegt, findet er

$$\frac{p_k - p_1}{T_k - T_1} = 1477;$$

1) G. van Rij, Schijnassociatie ter verklaring van de verschillen tuschen de uitkomsten van het Experiment en de toestands vergelijking van der Waals. Amsterdamer Doktordissertation 1908.

2) H. Happel, Ann. d. Phys. **21**, 342, 1906.

er folgert dann weiter, daß $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ „ansehnlich größer als 1477" sei. Dies Verfahren ist zwar bei einigermaßen gut ausgeglichenen Beobachtungen gestattet, auf die Daten von Ramsay und Travers aber ist es in der Nähe des kritischen Zustandes nicht anwendbar, wie aus dem Folgenden hervorgeht. Zeichnet man nämlich die Zahlen von Ramsay und Travers auf Millimeterpapier, so erkennt man, und zwar recht deutlich, daß die Ausgleichung in der nächsten Nähe des kritischen Punktes zu wünschen übrig läßt. Legt man eine Kurve von der bekannten Form der Dampfdruckkurve durch die erhaltenen Punkte hindurch, so daß sie sich ihnen möglichst gut anschmiegt und bezieht man die Größe $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ auf diese Kurve, so lehrt schon der Augenschein, daß der mit den Ramsay-Traversschen Zahlen gebildete Differenzenquotient $\frac{p_k - p_1}{T_k - T_1}$ größer ist als $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$, es folgt daraus, daß man $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ nicht in der Weise berechnen kann wie dies Herr van Rij tut.

Dies läßt sich auch in strengerer Weise auf rechnerischem Wege einsehen. In der folgenden Tabelle ist für je zwei bei Ramsay und Travers aufeinander folgende Punkte der Differenzenquotient $\frac{\Delta p}{\Delta T}$ gebildet und außerdem ist die Differenz δ zwischen je zwei benachbarten Werten von $\frac{\Delta p}{\Delta T}$ angegeben.

$\frac{\Delta p}{\Delta T}$	δ
$\frac{2000}{1,78} = 1120$	
	60
$\frac{2000}{1,70} = 1180$	
	70
$\frac{2000}{1,60} = 1250$	
	—30
$\frac{2000}{1,64} = 1220$	
	40
$\frac{2000}{1,59} = 1260$	
	220
$\frac{2200}{1,49} = 1480$ [1])	

Der erste Wert für $\frac{\Delta p}{\Delta T}$ bezieht sich auf die zu $p = 28000$ und $p = 30000$ mm gehörigen Daten, der letzte Wert ist die Größe $\frac{p_k - p_1}{T_k - T_1}$. Daß δ an einer Stelle negativ ist, deutet wieder auf die ungenügende Ausgleichung. Für die Werte des Differenzenquotienten von 1120 bis 1260 beträgt δ im Mittel $\frac{140}{4} = 35,0$ und für die Daten von $\frac{\Delta p}{\Delta T}$ von 1180—1260 ist δ durchschnittlich gleich $\frac{80}{3} = 26,7$. Es muß nun auch die Differenz zwischen dem Differenzenquotient 1260 und dem folgenden etwa gleich 26,7 betragen. Es ist ja allerdings unmöglich, δ mit Genauigkeit zu berechnen, nehmen wir daher an, daß δ in Wirklichkeit doppelt so groß sei, also gleich 53,4, so unterscheidet sich selbst dieser Wert noch beträchtlich von der in der Tabelle angegebenen Zahl, nämlich 220. Hieraus folgt wieder, daß der Wert des Differenzenquotienten $\frac{p_k - p_1}{T_k - T_1}$, nämlich 1480, falsch ist und das gleiche gilt dann natürlich auch von der von Herrn van Rij für $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ erhaltenen Zahl.

Läßt sich nun überhaupt der Wert von $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ aus den Angaben von Ramsay und Travers berechnen? Ich glaube wenigstens für Argon muß man diese Frage unbedingt bejahen, zumal die Daten von Olszewski mit denen der englischen Physiker befriedigend übereinstimmen. Die einzelnen Zahlen bei Ramsay und Travers dürften doch wohl einigermaßen genau sein, aber sie sind nicht gut ausgeglichen.

Ein einwandfreier Weg zur Berechnung von $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ ist zweifellos der, den ich in meiner Arbeit benutzte und der im vorangehenden erwähnt wurde. Indem ich das obere Ende der pT-Kurve nach den Daten von Ramsay und Travers zeichnete, benutzte ich zur Berechnung von $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ eine größere Zahl von Punkten, während Herr van Rij hierfür nur zwei verwendet. Ich habe nun in derselben Weise wie früher $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ für Argon nochmals bestimmt, ich erhielt in guter Übereinstimmung mit meinem früheren Wert $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k = 1370 \frac{\text{mm } Hg}{\text{Temp.}}$ und hieraus folgt weiter mit Benutzung der Ramsay und Traversschen Daten für T_k und p_k:

$$\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k = 5,30. \qquad (4)$$

In meiner vorigen Arbeit fand ich $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k = 5,42.$

1) Herr van Rij berechnet diese Zahl auf 4 Stellen genau und findet 1477 statt 1480.

Da nach (1) $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k = 5{,}17$ ist, so erkennt man, daß die verbesserte van der Waalssche Gleichung (1) den Wert von $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ bei Argon nahezu richtig wiedergibt.

In gleicher Weise wie bei Argon hatte ich früher für Krypton $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ ermittelt. Ich habe die Beobachtungen mehrere Male aufgezeichnet, die verschiedenen für $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ erhaltenen Werte zeigten keine großen Differenzen, ich kann daher Herrn van Rij nicht beistimmen, wenn er behauptet $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ ließe sich bei Krypton nicht bestimmen, überdies wird man wohl kaum behaupten können, daß die bei Krypton infolge der ungenügenden Ausgleichung auftretenden Unregelmäßigkeiten größer sind als bei Argon. Ich habe übrigens auch bei Krypton in derselben Weise wie früher (mittels der Tabelle auf S. 671 der Arbeit von Ramsay und Travers) $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ nochmals berechnet, ich erhielt $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k =$ 1030, woraus $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k = 5{,}26$ folgt, was mit meinem früheren Wert befriedigend übereinstimmt. Also auch bei Krypton gibt die verbesserte van der Waalssche Gleichung den Betrag von $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ genähert richtig wieder.

Was nun Xenon betrifft, so liefert hier mein Verfahren für $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ keine so genauen Werte wie bei den zwei anderen Stoffen, aus dem einfachen Grunde, weil keine Angaben über den Dampfdruck in der Nähe des kritischen Zustandes vorliegen. Ich habe nun trotzdem in derselben Weise wie bei Argon und Krypton $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ berechnet, ich erhielt die Werte 843 und 785 der Mittelwert 814 liefert mit den kritischen Daten $p_k = 43\,500$ mm, $T_k = 287{,}7$ für

$$\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k = 5{,}38 \text{ mm}. \tag{5}$$

Obwohl diese Zahl befriedigend mit der theoretischen übereinstimmt, so behaupte ich nur — weil der Wert für $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ sehr unsicher ist — daß bei Xenon die Beobachtungen nicht im Widerspruch mit dem für $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ theoretisch aus (1) berechneten Werte stehen.

Herr van Rij wendet zur Ermittlung einer unteren Grenze für $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ bei Xenon dasselbe Verfahren an, das er bei Argon benutzt, wogegen sich die gleichen Einwände wie dort erheben lassen. Hätte Herr van Rij die Daten von Ramsay und Travers auf Millimeterpapier eingetragen, wie man dies in solchen Fällen wie hier doch immer tut, so hätte er erkannt, daß der kritische Punkt sich nicht in eine durch die übrigen Punkte gelegten Kurve einordnen läßt, vielmehr liegt er etwas oberhalb. Die von Herrn van Rij für $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ abgeleitete untere Grenze hat daher gar keine Bedeutung.

Ich hatte früher auch das obere Ende der Dampfdruckkurve nach (1) berechnet und zwar für die reduzierten Temperaturen $\mathfrak{t} = 0{,}90$ und $\mathfrak{t} = 0{,}80$, da ich inzwischen den reduzierten Druck $\mathfrak{p}$ auch für $\mathfrak{t} = 0{,}95$ ermittelt habe, so stelle ich alle Resultate mit den Beobachtungsdaten bei Argon noch einmal zusammen.

$\mathfrak{t}$	$\mathfrak{p}$ nach Gleichung (1)	$\mathfrak{p}$ nach den Beob.
0,95	0,760	0,753
0,90	0,555	0,554
0,80	0,254	0,271

Man erkennt, daß die Übereinstimmung vorzüglich ist, Herr van Rij erhebt hiergegen den Einwand, daß bei der Berechnung der Dampfdruckkurve die weggelassenen Glieder mit $\left(\frac{b}{v}\right)^4$ usw. möglicherweise in Betracht kommen. Dieses Bedenken liegt ja freilich sehr nahe, und ein analoger Einspruch läßt sich fast überall in den Naturwissenschaften anbringen, wo man es mit Annäherungsrechnung zu tun hat. Für das oberste Ende der $\mathfrak{p}\mathfrak{t}$-Kurve dürfte der Einwand wohl kaum in Betracht kommen; natürlich läßt sich nicht mit Sicherheit sagen, bis zu welchen Werten von $\mathfrak{t}$ herab, die weggelassenen Glieder ohne Einfluß auf den Wert von $\mathfrak{p}$ sind. Die Tatsache, daß die eben berechneten Werte von $\mathfrak{p}$ und natürlich auch das zu $\mathfrak{t} = 1$ gehörige $\mathfrak{p}$ mit den Messungen übereinstimmen, ist ein neuer Beweis für unser früheres Resultat, daß Gleichung (1) auch für $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k = \left(\frac{d\mathfrak{p}}{d\mathfrak{t}}\right)_k$ einen richtigen Wert liefert.

Ich hatte Gleichung (1) noch in anderer Weise mit dem auf die Grenzkurve bezüglichen Beobachtungsmaterial verglichen, indem ich die Beziehung

$$r = RT + \frac{a}{v_2} \tag{6}$$

(r = Verdampfungswärme, v_2 = spezifisches Volumen der in Koexistenz mit dem gesättigten Dampfe befindlichen flüssigen Phase) an der Erfahrung prüfte. Während die Messungen für v_2 den Wert $0{,}706 \frac{\text{ccm}}{\text{g}}$ bei Argon liefern, ergibt sich nach der letzten Beziehung hierfür der Betrag 0,707 bzw. 0,692[1]). Von dieser vorzüglichen Übereinstimmung erwähnt Herr van Rij nichts!

Herr van Rij behauptet ferner, daß wenn man in (1) das Glied mit $0{,}2869\left(\frac{b}{v}\right)^3$ weglasse, die so entstandene Gleichung — wir wollen sie kurzweg van Rijsche Gleichung nennen — die Beobachtung ebensogut darstelle wie (1). In Wirklichkeit aber liefert die van Rijsche Gleichung für $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ den viel zu hohen Wert 6,19, es ist daher auch wohl ganz ausgeschlossen, daß sie das obere Ende der pt-Kurve richtig wiedergibt, bei der Prüfung von (6) bei Argon, wobei ich bei $T = 85$, $r = 38{,}4$ cal[2]) setzte und für a den von van Rij bestimmten Wert $a = 113010^6$ annahm, erhielt ich $v_2 = 0{,}792$, was nicht mit dem Experiment übereinstimmt. Die Gleichung von van Rij ist also mit den Beobachtungen nicht verträglich, und es ist also unrichtig, wenn Herr van Rij glaubt, daß seine Gleichung die Beobachtungen ebenso gut darstelle wie (1). Daß bezüglich der Isothermen die Unterschiede beider nicht so deutlich hervortreten wie bei der Grenzkurve, war wohl von vornherein zu erwarten, da das kleinste Volumen, das hierbei in Betracht kommt, immer noch größer als das kritische ist. Es sei hier erwähnt, daß Herr van Rij auf S. 8 seiner Dissertation behauptet, die größte Abweichung zwischen den beobachteten und den von mir berechneten Werten von pv betrage $3\frac{1}{2}$ Proz., in Wirklichkeit aber beträgt sie nur wenig mehr als 3 Proz., wie aus der von Herrn van Rij auf S. 10 mitgeteilten Tabelle hervorgeht.

G. Rudorf[3]) hat die Isothermen der Edelgase mittels der van der Waalsschen Gleichung in ihrer ursprünglichen Form (also mit konstantem a und b) berechnet. Er verfuhr dabei in genau der gleichen Weise wie ich mit der Formel (1), was natürlich für eine Vergleichung beider Beziehungen nötig ist. Aus der Tabelle auf S. 761 der Rudorfschen Arbeit erkennt man, daß die ursprüngliche van der Waalssche Gleichung die Beobachtungen nur bis auf 6,78 Proz. dargestellt, während bei der verbesserten Gleichung (1) die größte Abweichung noch nicht halb so groß ist. Die Beziehung (1) stellt also die Messungen höchstwahrscheinlich etwas besser dar als die ursprüngliche Gleichung. Bei der Anwendung auf die Grenzkurve tritt die Überlegenheit von (1) recht deutlich hervor, wie ich kürzlich zeigte[1]).

Ich erwähnte früher, daß der Umstand, daß dieselbe mit dem Gesetz der korrespondierenden Zustände verträgliche Gleichung (1) die Isothermen der drei Stoffe Argon, Krypton und Xenon befriedigend darstellt, darauf deutet, daß diese drei Substanzen genähert miteinander korrespondieren. Herr van Rij wendet sich auch hiergegen, er scheint zu übersehen, daß ich den ausgesprochenen Satz nicht nur auf die Wiedergabe der Isothermen durch (1) gründe, sondern auch darauf, daß die reduzierten Dampfdruckkurven der drei Stoffe miteinander genähert zusammenfallen[2]). Jedenfalls ist alles bis jetzt vorliegende Beobachtungsmaterial mit meinem Satze verträglich und Herr van Rij vermag nichts vorzubringen, was ihm widerspricht. Auch J. P. Kuenen[3]) hält meinen Satz für sehr wahrscheinlich.

Damit dürften wohl alle Einwände des Herrn van Rij zurückgewiesen sein.

Nach Absendung meiner Arbeit erhielt ich Kunde von der Studie von Herrn Aug. Keindorff: „Die Zustandsgleichung der Dämpfe, Flüssigkeiten und Gase“, Verlag von Teubner 1906. Herr Keindorff zeigt hier unter andern, daß die Dampfdruckkurve der Edelgase durch die Gleichung

$$\log^{10}(p + d) = c - \frac{f}{(a + T)}$$

dargestellt wird, die Konstanten a, d, f und c haben dabei folgende Werte:

	Argon	Krypton	Xenon
a	+ 8	+ 3,9	+ 8
d	+19	+12	+12
$\log^{10} f$	2,5901094	2,7157442	2,8531501
c	6,9787958	7,0384730	7,0385481

Als kritische Temperatur nimmt Herr Keindorff die Daten an, die Ramsay und Travers für T_k geben, ihre Zahlen für p_k weichen natürlich von denen, die sich aus der vorstehenden Formel ergeben, etwas ab, hiernach ist $p_k = 39807$ mm bei Argon, $p_k = 41155$ bei Krypton und $p_k = 42406$ bei Xenon. Da ich im folgenden die Gleichung von Herrn Keindorff benutze, so gebrauche ich dabei für p_k die von ihm gefundenen Werte.

1) Siehe meine frühere zitierte Abhandlung und außerdem Ann. d. Phys. **30**, 175, 1909.
2) Mittelwert aus meinen beiden Bestimmungen.
3) G. Rudorf, Ann. d. Phys. **29**, 751, 1909.

1) H. Happel, Ann. d. Phys. **30**, 175, 1909.
2) H. Happel, Ann. d. Phys. **13**, 340, 1904 und diese Zeitschr. **8**, 204, 1907.
3) J. P. Kuenen, Die Zustandsgleichung der Gase 1907, S. 140—143.

Aus der Formel ergibt sich nun für $\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$ und $\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$:

	Argon	Krypton	Xenon
$\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$	1337	1070	796
$\frac{T_k}{p_k}\left(\frac{dp}{dT}\right)_k$	5,23	5,48	5,40

Alle diese Zahlen stimmen mit den von mir früher in anderer Weise erhaltenen gut überein. Da die von Herrn van Rij gefundenen Werte bedeutend abweichen, so folgt wiederum, daß sie gar kein Zutrauen verdienen.

Ich möchte hier noch etwas hinzufügen, was sich auf die Prüfung der früher erwähnten Gleichung

$$r = RT + \frac{a}{v_2}$$

bei Argon bezieht. Ich bestimmte hierbei den Wert von r aus der Formel

$$r = \frac{RT^2}{p}\frac{dp}{dT},$$

wobei ich $\frac{dp}{dT}$ aus den Beobachtungen ermittelte. Die Richtigkeit des von mir für $\frac{dp}{dT}$ erhaltenen Resultates bezweifelte Herr Rudorf. Obwohl ich[1]) die Einwände von Herrn Rudorf bereits zurückgewiesen habe, so möchte ich doch nicht unerwähnt lassen, daß, wie mir Herr Keindorff freundlichst mitteilte, aus seiner Gleichung sich ergibt:

$$p = 603{,}96 \text{ mm und } \frac{dp}{dT} = 64{,}54 \frac{\text{mm}}{\text{Temp.}} \text{ bei } 85^0.$$

Diese Zahlen sind mit den von mir früher erhaltenen so gut wie identisch.

Tübingen, September 1909.

1) H. Happel, Ann. d. Phys. **30**, 175, 1909.

(Eingegangen 4. Oktober 1909.)

Leitungsstrom und Schwankungen des elektrischen Feldes in der Nähe der Erdoberfläche.

Bemerkungen zu dem Aufsatz von D. Smirnow.

Von Kurt Wegener.

In dem genannten Aufsatze[1]), der erst jetzt in meine Hände gelangt ist, befanden sich einige Sätze, welche mit den bisherigen meteorologischen Vorstellungen nicht ganz übereinstimmen.

Der Verfasser sagt: „Um z. B. das Anwachsen des Feldes auf dem Turme (Eiffelturm 300 m) im Verlaufe des Tages zu demonstrieren, muß man sich vorstellen, daß aufsteigende Luftströmungen immer größere und größere Mengen von positiven Ladungen der unteren Schichten über den Turm hinaufheben".

Demgegenüber möge betont werden, daß es sich bei den zwar ziemlich allgemein, aber doch wohl nur fälschlich sobenannten „aufsteigenden Luftströmen", die sich tagsüber über der erhitzten Erdoberfläche bilden, um ein Auf- und Niedersteigen handelt, oder um einen vertikalen Luftaustausch, indem unaufhörlich erhitzte Luft empor und kühlere dafür herabsteigt.

Dieser Luftaustausch kann luftelektrisch nur den Erfolg haben, daß er einen Unterschied zwischen der Ladung der auf- und absteigenden Luft und der Erde allmählich ausgleicht.

Weiterhin sagt der Verfasser: „Die Zunahme von ϱ beim Wiedererscheinen der Sonne nach zeitweiliger Bedeckung kann man, wie es mir scheint, folgendermaßen erklären: beim Erwärmen des Erdbodens entstehen sofort aufsteigende Luftstrahlen, welche den positiven an dem elektrischen Leitungsstrom teilnehmenden Ionen den freien Zutritt zum Erdboden verhindern; daher können sich in einer geringen Höhe über dem Erdboden unter gewissen Bedingungen zeitweilig in bedeutendem Maße positive Ladungen ansammeln, die nachher allmählich durch aufsteigende Luftströme immer höher und höher gehoben werden".

Auch hier ist zu bemerken, daß den aufsteigenden Luftstrahlen ebensoviele absteigende gleichzeitig entgegenstehen müssen, so daß der Erfolg nur eine Luftmischung mit Ausgleich der elektrischen Ladungen gegen die der Erde sein kann. Der Ausdruck „Luftstrahlen" ist ähnlich dem von andern Verfassern noch häufiger gebrauchten „Luftfäden" vielleicht insofern nicht ganz glücklich gewählt, als er auf geringe Volumina mit mäßiger Bewegung hindeutet, während die in vertikaler Bewegung befindlichen einheitlichen Volumina schon in Höhen von einigen hundert Metern, wo eine sichere Messung möglich ist, von der Größenordnung 1000 m^3 sind. Diese Volumina bewegen sich schätzungsweise mit Geschwindigkeiten bis zu ca. 10 m/sec auf- und abwärts über eine Höhenerstreckung von der Größenordnung 500 m.

Der Luftaustausch erstreckt sich im Beginn (morgens) nur auf wenige Dekameter Höhe, und erreicht sein Maximum, wechselnd je nach der Wetterlage, zwischen 2 und 6 p. Die Mächtigkeit der maximalen Schicht, in welcher das Auf- und Niedersteigen infolge überadiabatischen

1) Diese Zeitschr. **10**, 445, 1909.

Temperaturgefälles stattfindet, schwankt ferner zwischen wenigen hundert Metern im Winter und 2500 bis 3000 im Sommer. An Sommertagen mit starkem Temperaturgefälle (Gewitter) reicht der vertikale Luftaustausch nicht selten bis 5000 und 6000 m Höhe. Allgemein ist die Erscheinung nur beschränkt durch das vorhandene Temperaturgefälle, und von Fall zu Fall recht verschieden.

(Eingegangen 7. Oktober 1909.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Über das Thomsonsche Atommodell.

Von Max Born[1]).

Die atomistische Vorstellung von der Materie geht bekanntlich bis ins Altertum zurück. Wieweit ist aber der Weg von den dunklen, verschwommenen Vorstellungen eines Anaxagoras über jene kleinsten unteilbaren Bausteine des Weltalls bis hin zur Konstruktion jener komplizierten Gebilde, die man heute mit dem gar nicht mehr passenden Worte Atom bezeichnet und über die ich sprechen will! Sieht man von der Chemie ab, in der das Atom von jeher ein verwickeltes, mit mannigfachen, keineswegs klar erkannten Kräften ausgestattetes Gebilde war, so erschien das Atom in der Physik zuerst als ein recht einfaches Ding; ursprünglich war es nichts als ein Massenpunkt, doch bald bekam es ein Volumen und umgab sich mit einer Wirkungssphäre, deren Gesetz allmählich verwickelter wurde. Daß aber ein Atom selber eine ganze Welt für sich ist, hat erst die Entwicklung der Spektraloptik deutlich gezeigt. Wenn man die oft ungeheure Fülle und Mannigfaltigkeit der Spektrallinien betrachtet, die von glühenden Gasen und Dämpfen emittiert werden, wenn man die merkwürdigen Zahlengesetze studiert, die die Aufeinanderfolge der Linien in den Serien regeln, und schließlich die Fülle komplizierter Zerlegungen und Veränderungen, welche die magnetische Beeinflussung der leuchtenden Gase hervorbringt, so muß man zugeben, daß das einzelne Atom der Rätsel genug aufgibt.

Gewiß hat jeder, der solche Erscheinungen an einem großen Spektralapparat beobachtet, das Gefühl, einen Blick zu tun ins geheimnisvolle Innere der Materie; und doch verhält sich das Auge vor dem Spektroskop, wenn ich mir einen Vergleich erlauben darf, nicht anders wie ein Mensch, der vor der geschlossenen Tür eines Konzertsaals eine neue große Symphonie zum ersten Male hört. Es wird ihm ebenso schwer fallen, aus der Fülle der Klänge den ganzen Aufbau der Partitur mit der Verteilung der Stimmen auf die einzelnen Instrumente herauszufinden, wie es dem Physiker schwer fällt, aus den bunten Linien im Spektroskop auf die Schwingungsvorgänge im Atom zu schließen. Wenn es nun jenem Hörer auch nicht möglich sein mag, die ganze Partitur in allen Einzelheiten nach dem Gehör herzustellen, so mag er vielleicht musikalisch genug sein, einen Klavierauszug zu machen, der die Wirkung in groben Umrissen wiedergibt. Solcher „musikalischen“ Menschen kann sich auch die Physik rühmen; das Thomsonsche Atommodell, über das ich heute sprechen will, ist wie ein Klavierauszug aus der großen Symphonie des leuchtenden Atoms. Mag er auch in vielen Zügen roh und ungenau sein, so gibt er uns doch einige Anhaltspunkte zum Verständnis dieser gewaltigen Musik.

Ehe ich nun auf dieses Atommodell selbst eingehe, muß ich einige Worte über die Bausteine sagen, aus denen das Atom aufgebaut werden soll. Für die neuere Physik ist das wirklich Unteilbare, das Uratom, das elektrische Elementarteilchen oder Elektron. Die Erfolge, die diese Lorentzsche Hypothese von der atomistischen Struktur der Elektrizität bei der Erklärung unzähliger Erscheinungen errungen hat, haben ihr die unumschränkte Herrschaft verschafft und kein Physiker zweifelt mehr an der Existenz der Elektronen. Aber neuerdings hat das elektrodynamische Weltbild eine Ausbildung erfahren, die dazu führen kann, die enge Verknüpfung der atomistischen Hypothese mit den elektrodynamischen Grundgesetzen aus diesen von innen heraus zu verstehen. Soll nämlich mit diesen Gesetzen die Tatsache vereinbar sein, daß gleichförmige Bewegung von Körpern auf die elektrodynamischen Vorgänge keinen Einfluß hat, so gelangt man zu jenen Abänderungen der Begriffe Raum und Zeit, die das Einsteinsche Relativitätsprinzip ausspricht, und damit auch zu einer veränderten Kinematik des starren Körpers. Es zeigt sich da, daß der Radius einer starren Kugel R kleiner sein muß als $\frac{c^2}{b}$, wo c die Lichtgeschwindigkeit, b die größte Beschleunigung ist, die der Körper erreichen kann. Da man nun Beschleunigungen von freien elektrischen Ladungen bis zu 10^{28} cm sec^{-2} wohl als vorhanden annehmen muß, so ergibt sich für den Radius eines elektrisch geladenen starren Körpers

1) Habilitationsvortrag an der Universität Göttingen.

$$R < 10^{-7} \text{ cm},$$

und wenn diese Grenze auch noch viel zu hoch ist, so ist damit das Elektron jedenfalls in die atomistischen Regionen verwiesen.

Während man also über die negative Elektrizität wohl Bescheid weiß, ist unsere Kenntnis der positiven Elektrizität weit geringer. Jedenfalls ist bisher noch nicht einwandfrei das Auftreten positiver, von gewöhnlicher Materie freier Elektrizität nachgewiesen worden. Vielmehr scheint es keinen positiv geladenen Körper zu geben, dessen Masse kleiner ist als die eines Atoms Wasserstoff. Hier bleibt also für die Hypothesenbildung freier Spielraum, der dann durch geeignete Annahmen auszufüllen ist.

Gemäß dem Bestreben der neueren Physik, alle Erscheinungen auf elektrische zurückzuführen, wird man versuchen, das Atom aus positiven und negativen elektrischen Ladungen aufzubauen. Nun gilt aber ein bekannter Satz, daß beliebig positiv und negativ elektrisch geladene Körper, die getrennt liegen, niemals im stabilen Gleichgewicht sein können. Um diese Schwierigkeit zu umgehen, stellt sich J. J. Thomson das Atom folgendermaßen vor:

Die positive Elektrizität erfülle eine im Verhältnis zum Elektronendurchmesser sehr große Kugel, in deren Innerem die Elektronen frei schwimmen. Die positive Kugel wird also als fest und doch als durchdringlich für die negativen Elektronen angenommen, und darin liegt eine gewisse Schwierigkeit der Vorstellung. Ist das Atom neutral, so muß die Ladung der positiven Kugel gleich der Summe der Ladungen der Elektronen sein. Ein solches System besitzt in der Tat stabile Gleichgewichtslagen. Um diese zu bestimmen, hat man zu bedenken, daß die Elektronen im Innern der Kugel nach deren Mittelpunkt mit einer Kraft gezogen werden, die proportional ihrem Abstande von diesem ist, und daß sie sich gegenseitig umgekehrt proportional ihrem Abstande abstoßen. Derartige Systeme sind zuerst von Lord Kelvin und dann viel weitgehender von J. J. Thomson zur Konstruktion des Atommodells verwendet worden.

Das mathematische Problem, die stabilen Gleichgewichtslagen eines solchen Systems für beliebig viele Korpuskeln zu bestimmen, ist allerdings außerordentlich kompliziert und hat eine allgemeine Lösung noch nicht gefunden. Viele möglichen Gleichgewichtslagen sind aus Symmetriebetrachtungen leicht zu finden, aber ihre Stabilität läßt sich nur in wenigen einfachen Fällen feststellen. Ist nur ein Elektron vorhanden, so findet es seine stabile Ruhelage offenbar im Zentrum der positiven Kugel. Zwei Elektronen ordnen sich auf einem Durchmesser derart an, daß ihr Abstand gleich dem Radius a der positiven Kugel ist. Drei Elektronen werden ein gleichseitiges Dreieck bilden, dessen Seite gleich a ist. Vier Elektronen sind in einer Ebene nur dann im stabilen Gleichgewicht, wenn sich das System rapid dreht; anderenfalls bilden sie ein reguläres Tetraeder von der Seite a. Sechs Elektronen bilden ein reguläres Oktaeder, aber der von acht Elektronen gebildete Würfel ist, wie man zeigen kann, labil.

Wenn nun auch das allgemeine Problem der Behandlung nicht zugänglich ist, so ist es doch Thomson gelungen, die vollständige Lösung anzugeben, wenn die Elektronen gezwungen sind, in einer Ebene zu bleiben. Dann ergibt sich das folgende merkwürdige Resultat. Offenbar sind alle regulären Polygone Gleichgewichtsfiguren. Keineswegs sind diese aber stets stabil, bereits das reguläre Sechseck ist labil. Dagegen kann das Sechseck dadurch stabil gemacht werden, daß ein weiteres Partikel in sein Inneres zu liegen kommt. In ähnlicher Weise können alle Polygone durch in ihr Inneres gebrachte Elektronen stabilisiert werden; daher ordnen sich die Elektronen zu Ringen an in einer Weise, welche die nachstehende Tabelle illustriert.

1	2	3	4	5

5	6	7	8	8	8	9	10	10	10	11
1	1	1	1	2	3	3	3	4	5	5

11	11	11	12	12	12	13	13	13	13	13	14	14	15	15
5	6	7	7	8	8	8	8	9	10	10	10	10	10	11
1	1	1	1	1	2	3	3	3	3	4	4	5	5	5

15	15	15	16	16	16	16	16	16	16	17	17	17	17	17	17	17
11	11	11	11	12	12	12	13	13	13	13	13	13	14	14	15	15
5	6	7	7	7	8	8	8	8	9	9	10	10	10	10	10	11
1	1	1	1	1	1	2	2	3	3	3	3	4	4	5	5	5

17	18	18	18	18	18	19	19	19	19	20	20	20	20	20	20	20	20	20	21	21
15	15	15	15	16	16	16	16	16	16	16	16	16	17	17	17	17	17	17	17	17
11	11	11	11	11	12	12	12	12	13	13	13	13	13	13	13	14	14	15	15	15
5	5	6	7	7	7	7	8	8	8	8	8	9	9	10	10	10	10	10	10	11
1	1	1	1	1	1	1	1	2	2	2	3	3	3	3	4	4	5	5	5	5

Hier stehen zuoberst die Anzahlen der Elektronen, die sich in einem Ringe stabil anordnen können. Darunter folgen zwei Reihen von Zahlen, welche den aus zwei Ringen bestehenden Gleichgewichtsfiguren entsprechen, usf. Man kann diese Anordnungen auch experimentell realisieren; dazu können etwa kleine, mittels Korkscheiben auf Wasser schwimmende Magnetnadeln dienen, deren nach oben weisende Nordpole ihrer gegenseitigen Abstoßung und der Wirkung des Südpols eines großen, über der Wasserfläche angebrachten Stabmagneten frei überlassen sind. Diese ebenen Anordnungen werden nun bis zu einem gewissen Grade auch Schlüsse auf die räumlichen Anordnungen zu machen erlauben.

Was haben diese Gebilde nun für Eigenschaften und inwieweit stellt ihr Verhalten eine Analogie dar zu dem der realen Atome?

Betrachten wir uns die Tabelle näher, so erkennen wir, daß die Anordnungen in vertikalen Kolonnen viel Gemeinsames haben; so kommt z. B. in der ersten Kolonne immer ein neuer Ring zu den in der oberen Horizontalreihe schon vorhandenen hinzu. Daraus kann man folgern, daß auch viele Eigenschaften der in einer Vertikalreihe stehenden Gebilde übereinstimmen werden. Betrachten wir z. B. die Schwingungen der Elektronen um ihre Gleichgewichtslage, welche nach der Lorentzschen Theorie zur Emission von Lichtwellen Veranlassung geben, so ist klar, daß der hinzutretende Ring zwar störend auf die Schwingungen der inneren Ringe einwirken, aber ihren Grundcharakter nicht verändern wird. Die Emissionslinien dieser Gebilde werden also nach verwandten Gesetzen geordnet sein.

Man kann ferner geneigt sein, die Anzahl der Elektronen eines solchen Gebildes in Verbindung zu bringen mit dem Atomgewicht der Elemente. Und damit tritt immer mehr die Ähnlichkeit unserer Tabelle mit dem periodischen System der Elemente hervor. In diesem sind die Elemente nach wachsenden Atomgewichten geordnet, aber derart, daß nach einer Anzahl Schritten eine neue Zeile begonnen wird; dabei zeigen sich die untereinander stehenden Elemente in vielen Eigenschaften eng verwandt. Genau dieselbe Wiederkehr der Eigenschaften haben wir hier in unserer nach wachsenden Elektronenzahlen geordneten Tabelle. Obwohl dieser Vergleich nicht mehr sein will als eine Analogie, wird durch ihn doch das Zustandekommen dieser merkwürdigen Periodizität in der Folge der Elemente dem Verständnis sehr viel näher gebracht. Es scheint mir ein sehr glücklicher Gedanke Thomsons zu sein, die Stabilität von Gleichgewichtsfiguren zur Erklärung dieser tiefen Gesetzmäßigkeit heranzuziehen.

Neuerdings hat sich H. A. Lorentz mit diesen künstlichen Atomen beschäftigt. Er hat speziell die Schwingungen der Elektronen und die daraus entstehende Emission von Licht studiert und gezeigt, daß man sich davon Rechenschaft geben kann, woher es kommt, daß alle Linien einer Serie dieselbe Zerlegung im magnetischen Felde zeigen. Dazu nimmt er an, daß beim Entstehen des Magnetfeldes, in dem sich die leuchtenden Atome befinden, diese gleich kleinen Rotationsmaschinen in Drehung gesetzt werden; diese Rotation beeinflußt dann die Periode der Schwingungen aller Freiheitsgrade in gleicher Weise. Da unser Atommodell ein System von „gekoppelten" Elektronen darstellt, so erscheint auch die Möglichkeit gegeben, kompliziertere Typen des Zeeman-Effektes ohne neue Hypothesen zu erklären.

Die merkwürdigste Übereinstimmung der Eigenschaften der Thomsonschen Atome mit den wirklichen besteht wohl in der Analogie, die mit der Abeggschen Valenztheorie vorhanden ist. Bekanntlich hat sich die alte Annahme von der Konstanz der chemischen Wertigkeit der Elemente als undurchführbar erwiesen; vielmehr ist man zu der Annahme gezwungen worden, daß ein und dasselbe Atom in verschiedenen Verbindungen mit wechselnden Valenzen auftritt, deren Zahl besonders davon abhängt, ob es der elektropositive oder der elektronegative Bestandteil der Verbindung ist. Abegg hat eine Theorie aufgestellt, bei der die Elemente die Höchstzahl von acht Valenzen ausüben können. Ein Analogon zu diesem Verhalten haben wir in den Stabilitätsverhältnissen der Thomsonschen Gebilde. Wenn diese Betrachtungen auch keineswegs streng sind, so geben sie wohl doch in groben Zügen das wahre Verhalten der Gleichgewichtsfiguren wieder. Betrachten wir nämlich unsere Tabelle auf S. 1032, so ist in dieser die Stabilität der Gebilde eine periodische Funktion der Anzahl der Elektronen; alle Gebilde, deren äußerster Ring dieselbe Zahl von Elektronen enthält, bilden eine Periode. Fassen wir z. B. diejenigen ins Auge, die 20 Elektronen im äußersten Ringe haben. Das erste unter diesen Atomen, das im ganzen 59 Elektronen enthält, ist wenig stabil, denn die Anzahl der im Innern befindlichen Atome reicht gerade hin, den äußeren Ring stabil zu machen. Man nehme nun an, daß das Atom während der chemischen Reaktion mit gleich großer Wahrscheinlichkeit ein Elektron gewinnen oder verlieren kann. Wenn nun das Atom von 59 Elektronen ein Elektron verliert, so tritt ein völliger Umsturz ein, und es bildet sich das sehr stabile System von 58 Elektronen, dessen äußerer Ring von 19 Elektronen die Höchstzahl von Partikeln im Innern enthält, so daß schwerlich ein weiteres

Elektron verloren gehen kann. Dagegen ist das Gebilde nach dem Verlust positiv geladen, wird die negativen Elektronen anziehen und sich daher bald durch Aufnahme eines Elektrons in seine ursprüngliche Form zurückverwandeln; während dieses Gebilde also nicht dauernd ein Elektron verlieren kann, kann es wohl ein oder mehrere aufnehmen, weil dadurch sein Zustand und seine Stabilität nur geringfügige Änderungen erleiden. Dieses Atom neigt also dazu, als negatives Ion aufzutreten. In derselben Weise sieht man, daß das letzte Atom von 67 Elektronen dieser Reihe leicht Elektronen verliert, also als positives Ion auftreten kann. Die dazwischen liegenden Atome werden elektropositiv oder elektronegativ sein, je nachdem sie dem rechten oder linken Ende der Reihe näher stehen. Der Gewinn oder Verlust jedes Atoms kann im Höchstfall so viel Elektronen betragen, als sein Abstand von den Enden der Reihe beträgt; da die Reihe aus acht Elementen besteht, wird also die höchste Ladung acht Quanten betragen. Diese zahlenmäßige Übereinstimmung mit der Abeggschen Theorie ist natürlich Zufall. Wenn nun zwei Atome sich nähern, können sie beim Zusammenprall ein Elektron oder mehrere austauschen, je nach ihrer Stabilität, d. h. je nach ihrer Stellung in der eben besprochenen Reihe. Jedes ausgetauschte Elektron bewirkt aber die Entstehung einer Einheit elektrostatischer Anziehung, und wenn diese mit der chemischen Kraft identifiziert wird, kommt man dazu, die Zahl der ausgetauschten Elektronen als Zahl der wirkenden Valenzen anzusehen. Die oben besprochenen Eigenschaften der Gleichgewichtsfiguren gegenüber der Abgabe oder Aufnahme von Elektronen sind daher zu deuten als die Valenzeigenschaften der Atome. Sie geben ein recht anschauliches Bild von dem Zustandekommen der wechselnden Valenz und dem polaren elektrischen Verhalten der Elemente. Thomson hat diese Verhältnisse sehr ausführlich diskutiert, und es kann sein, daß diese Überlegungen (z. B. über die Möglichkeit „elektrisch-isomerer" Verbindungen) einst auch für die Chemie fruchtbar werden könne.

Über die Anzahl der Elektronen im Atom sind die Ansichten verschieden. Während Lorentz für seine optischen Untersuchungen (Serien, Zeeman-Effekt) wohl eine große Anzahl von Elektronen annehmen muß, glaubt Thomson aus verschiedenen Beobachtungen schließen zu können, daß diese Zahl nicht nur proportional, sondern von der Größenordnung des auf Wasserstoff bezogenen Atomgewichtes ist. Auch ob die Masse des Atoms einfach die Summe der elektrodynamischen Masse der Elektronen ist oder der positiven Sphäre zugeschrieben werden muß, darüber herrscht keine Einigkeit.

Mag auch eine solche detaillierte Vorstellung vom Aufbau der Materie manchen als überflüssig, fast als Spielerei erscheinen, so kann man diesen das Beispiel von Physikern vom Range eines Lorentz und Thomson entgegenhalten, die es nicht verschmähen, sich mit solchen Spekulationen abzugeben. Gerade die kühnsten konkreten Vorstellungen haben oft zu überraschenden Erfolgen geführt. Andererseits bietet das System des Gleichgewichts der Elektronen in der positiven Kugel eine interessante mathematische Aufgabe, die noch ihrer Lösung harrt. Vielleicht wird die Lösung einst neues Licht auf den rätselhaften Bau des Atoms werfen und zu neuen experimentellen Fragestellungen führen.

(Eingegangen 3. November 1909.)

BESPRECHUNGEN.

Handbuch der Elektrotechnik. Herausgegeben v. C. Heinke. V. Band: K. Pichelmayer, Dynamobau. Berechnen und Entwerfen der elektrischen Maschinen u. Transformatoren. gr. 8. XXIX u. 745 S. mit 432 Abbildungen, darunter 24 Tafeln. Leipzig, S. Hirzel. 1908. Gebunden M. 36.—

Ein erstklassiges Werk, hervorgegangen aus der Feder eines routinierten Praktikers, der es aber für keinen Zeitverlust hält, gelegentlich einen Blick in die Tiefe zu werfen, wird der elektrotechnischen Welt vorgelegt. Es behandelt so ziemlich alles, was für einen Dynamo-Ingenieur, der die üblichen Maschinen berechnen muß, wissenswert ist. Die Art und Weise des Lehrganges entfernt sich sehr oft von den hergebrachten Methoden, da es dem Verfasser häufig gelungen ist, schwierige Probleme in neuer einfacher Weise zu beleuchten und der Rechnung zugänglich zu machen. Überall erkennt man, außer der vollen Beachtung aller praktischen Gesichtspunkte, auch das große Lehrgeschick des Verfassers, das ihn befähigt, seine Probleme von der ökonomischsten Seite anzufassen, um unnötige Rechen- und Denkarbeit zu sparen.

Man wird dem Verfasser voll zustimmen, daß er abstraktere Gedankengänge aus seinem Lehrbuche konsequent ausgeschlossen hat, daß er anschauliche Näherungsmethoden strengen, aber dafür weitschweifigen Rechnungen vorzieht, die für den ausführenden Dynamobau

doch meist zu langwierig sind, um allgemein angewandt werden zu können. Ich halte es sogar für einen der größten Vorzüge seines Werkes, daß man ohne intensive Denkarbeit an einer beliebigen Stelle einsetzen und sich die gerade gewünschte Information verschaffen kann. Dagegen kann ich dem Autor nicht darin zustimmen, daß die „spekulative" wissenschaftliche Richtung in der Elektrotechnik überhaupt zu verdammen sei. Sie hat tatsächlich oft Zusammenhänge bewiesen und klare Vorstellungen hervorgerufen, wo die übliche, professionale Denkweise des Ingenieurs versagt hat. Auf die Anlage des Buches ist diese Ansicht übrigens ohne Einfluß geblieben.

Aus dem sehr reichhaltigen Inhalte sei erwähnt, daß nach einer einleitenden Darstellung der Baustoffe, sowie der elektromagnetischen Grundgesetze die heute üblichen Wicklungsarten für Dynamomaschinen sowie die Berechnung der in ihnen induzierten elektromotorischen Kräfte und die praktische Behandlung der Stromwendung durchgesprochen sind. Die Kapitel, die dem einfach und mehrfach erregten magnetischen Kreise gewidmet sind, bringen die Theorie und Wirkungsweise der Gleichstrommaschinen, sowie die synchronen und asynchronen Wechselstrommaschinen und der Transformatoren und rotierenden Umformer. Besonders beachtenswert ist die klare Durcharbeitung des Stoffes über die Wechselstrom-Kollektormotoren, die jüngsten Kinder des Elektromaschinenbaues.

Basierend auf der Darstellung der Verluste und der Erwärmung folgt die Berechnung der Hauptdimensionen aller elektrischer Maschinen, sowie die Gesichtspunkte, die für den Entwurf in mechanischer Hinsicht maßgebend sind. Schließlich ist das Erfahrungsmaterial, das in der großen Zahl der näher beschriebenen ausgeführten Maschinen niedergelegt ist, von hervorragendem informatorischen Werte für den Konstrukteur.

Einer besonderen Empfehlung bedarf das ausgezeichnete Werk nicht. Es wird sich in kurzer Zeit von selbst den ihm gebührenden Platz erringen, soweit ihm nicht der hohe Preis dabei hinderlich wird.

R. Rüdenberg.

H. Harting, Optisches Hilfsbuch für Photographierende. gr. 8. VII u. 180 S. mit 56 Figuren. Berlin, G. Schmidt. 1909. M. 4.50, gebunden M. 5.50

Verfasser gibt eine Darstellung der photographischen Optik, die ohne größere mathematische Apparate doch die Grundzüge der allmeinen Abbildungslehre bringt, um dann eine Einzelbesprechung der Haupttypen der photographischen Objektive daran zu schließen. Nach Besprechung der ältesten Form der Kamera, der Lochkamera, werden die Eigenschaften der Linsen in elementarer Weise dargestellt. Im Kapitel „Verwirklichung der optischen Abbildung" bietet sich Gelegenheit, die verschiedenen optischen Abbildungsfehler zu besprechen und zwar die sphärische Abweichung, den Astigmatismus, die Koma und die Bildfeldwölbung. Die nächsten Abschnitte behandeln die Anforderungen praktischer Art, die an die Abbildung gestellt werden müssen bezüglich Orthoskopie, Helligkeit, Tiefenschärfe; chromatische Korrektur. Als Haupttypen der photographischen Objektive figurieren die Astigmaten und Anastigmaten, an welche sich das Teleobjektiv als eine spezielle Ausführungsform der Kamera für besondere Zwecke anschließt. Anhangsweise werden kurze Anweisungen für die dem Photographen in der Praxis vorkommenden optischen Messungen (Brennweite, Bildwinkel etc.) gegeben. Ein Namen- und Sachregister erleichtert die Verwendung des Buches.

Byk.

R. Luther, Photographie als Lehr- und Forschungsgegenstand. Antrittsvorlesung. (Encyklopädie d. Photogr. Heft 66.) 8. 24 S. Halle a/S., W. Knapp. 1909. M. 1.—

Der Vortrag stellt die Antrittsvorlesung des Verfassers bei Übernahme der ordentlichen Professur für Photographie an der Dresdner Technischen Hochschule dar. Sie betont den Charakter dieser Disziplin als einer angewandten Wissenschaft, die von vornherein zu Zwecken der Anwendung gesucht worden ist. Er stellt dann als Hauptthema die Frage, wie weit die Leistungen der Photographie denen des Auges überlegen sind. Er sieht die Überlegenheit in der Dauerhaftigkeit der Eindrücke, die allerdings auch der Zeichner, aber mit wesentlich größerem Zeitaufwande erreicht. Dem letzteren ist sie durch die Objektivität der Fixierung, in der vollständigen Auffassung zunächst scheinbar nebensächlicher, später aber vielleicht wichtiger Einzelheiten überlegen. Diese Eigenschaft befähigt sie auch zu Meßzwecken, vor allem in der Geodäsie und der Stereoskopie. Die hohe Empfindlichkeit der Platte macht die Momentphotographie und durch Synthese aus Momentbildern die Kinematographie möglich. Dabei kann die Geschwindigkeit des Ablaufs eines Vorganges beliebig verkürzt oder verlängert werden. (Vorführung des Vordringens von Gletschern usw.). Man kann auch den Sinn des Ablaufs des Vorganges umdrehen. Die Platte hat im Gegensatz zum Auge die Fähigkeit, Eindrücke zu kumulieren, was zu mannigfaltigen Zwecken (Aufnahme von Durchschnittsbildern

usw.) benutzt werden kann; die Nachteile der Platte gegenüber dem Auge bestehen vor allem in der nicht naturgetreuen Wiedergabe der Farbe, worüber auch sensibilisierte Platten und Farbenphotographie noch nicht hinweghelfen. Für Lösung der vorliegenden Aufgabe, die namentlich auf letzterem Gebiete vorliegen, fordert Luther vom Forscher und Schüler eine Kombination von wissenschaftlicher Grundlage und Kritik, Kennen und Können des vorhandenen Handwerks, frisch-fröhlichen Erfinderwagemut. Byk.

E. König, Das Arbeiten mit farbenempfindlichen Platten. (Photographische Bibliothek. Band 25.) 8. 76 S. mit 2 Figuren im Text und 16 Tafeln. Berlin, Gust. Schmidt. 1909. M. 2.25, gebunden M. 2.85

Dr. E. König, welcher durch seine Tätigkeit bei den Höchster Farbwerken selbst einen wichtigen Anteil an der technischen Entwicklung der farbenempfindlichen Platten genommen hat, gibt hier eine Einführung in Theorie und Praxis dieses Zweiges der Photographie, wobei eine Anzahl von Reproduktionen in anschaulicher Weise die Vorteile der optischen Sensibilisierung dartun. Die Einleitung bringt einen Abriß der Spektroskopie, soweit dieselbe zum Verständnis des Gegenstandes notwendig ist. Es folgt die Schilderung der Eigenschaften der sensibilisierenden Farbstoffe und ihre Anwendung zur Präparation von Platten, wobei genaue Rezepte gegeben werden. Die Unmöglichkeit, die spektrale Empfindlichkeitsverteilung derjenigen des Auges vollkommen gleichartig zu gestalten, führt zur Anwendung von Lichtfiltern. Auch hier werden wieder Vorschriften, sowohl für trockne wie für nasse Farbenfilter, gebracht. Der Rest des Buches ist der Prüfung der farbenempfindlichen Platten, ihrer Verarbeitung und Anwendung (Porträtphotographie, Reproduktion usw.), der orthochromatischen Photographie bei künstlichem Lichte sowie endlich der Verwendung von Sensibilisatoren bei Bromsilberkollodium gewidmet. Byk.

E. Stenger, Moderne photographische Kopierverfahren. (Encyklopädie d. Photographie. Heft 63.) 8. 81 S. Halle a/S., W. Knapp. 1909. M. 2.—

Verfasser will in diesem Büchlein nicht einen vollständigen Ersatz für die Gebrauchsanweisungen der Fabriken geben, sondern nur eine Übersicht über die neueren Verfahren, die den im allgemeinen schwer beweglichen Fachphotographen oder auch den Amateur veranlassen, sich denselben zuzuwenden. Vor allem wird auch die künstlerische Seite der verschiedenen Kopierverfahren, die Möglichkeit, mit Hilfe derselben gewisse Effekte zu erzielen, betont. Der Ozobromdruck hat als Ausgangspunkt ein Silberbild, nach welchem ein oder mehrere Pigmentbilder hergestellt werden können. Man tränkt zu diesem Zwecke Pigmentpapier in einer Pigmentierungslösung und quetscht einen nassen Bromsilberdruck mit der Pigmentschicht zusammen. Nach etwa einer halben Stunde kann mit dem Entwickeln des Bildes begonnen werden. Bringt man die Papiere in warmes Wasser, so löst sich der ursprüngliche Bildträger der Pigmentschicht ab, diese selbst haftet auf dem Silberbilde und wird auf dieser Unterlage in der beim Pigmentdruck üblichen Weise entwickelt. Als Vorteile dieses Kopierverfahren werden hervorgehoben, daß die Bilder ohne Mitwirkung des Lichts entstehen und den Detailreichtum der verwendeten Ausgangsbilder besitzen, welchen sie auch inbezug auf die Tonwerte außerordentlich nahe kommen können, allerdings neben der bestehenden Tendenz zur Härte zu neigen; sie besitzen gute Haltbarkeit und lassen sich analog dem Pigmentdruck, welchen sie zu ersetzen berufen scheinen, in einer großen Anzahl von Farben herstellen. Eine besonders wichtige Aufgabe des Ozobromdrucks besteht darin, nach jedem käuflichen Silberbild ohne erneute photographische Aufnahme Kopie zu ergeben. Es folgt eine kurze Beschreibung des Bromsilber-Pigmentpapiers, das sich in seiner Wirkungsweise an das eben geschilderte Verfahren anschließt. Der Öldruck arbeitet in der Art, daß man eine mit Kaliumbichromat sensibilisierte Gelatinefläche unter einem Negativ belichtet, in Wasser legt und mit Ölfarbe einwalzt, wobei die Schatten die Farbe annehmen, nicht aber die Lichter. So entsteht ein Bild, welches aus jedem durch Öl bindbaren Pigment bestehen kann. Der Öldruck ist für den mit manueller Geschicklichkeit und gutem Kunstverständnis ausgerüsteten Kunstphotographen bestimmt. Eine Kombination des Öldrucks mit dem Ozobromprozeß ist der Bromöldruck. Endlich wird auch das katatypische Verfahren von Ostwald-Gros besprochen. Dies beruht bekanntlich auf der im Dunkeln vor sich gehenden Katalyse des Wasserstoffsuperoxyds durch das Silber des Negativs. Das unveränderte H_2O_2 wird entweder durch seine Wirkung auf Manganoxydulsalze zur Wirkung gebracht oder bei Herstellung von Pigmentschichten. Byk.

C. Puyo, Der Ölfarben-Kopierprozeß nach Rawlins. Autoris. Übersetzg. v. C. Stürenburg nach der in der Bibliothek des Photo-Klubs zu Paris erschienenen Original-Arbeit. (Photographische Bibliothek. Bd. 24.) 8. VI u. 71 S. mit 6 Tafeln nach Ölfarbenkopien.



Berlin, G. Schmidt. 1908. M. 1.80, gebunden M. 2.40

Das Werkchen enthält eine ausführliche Darstellung der auch in Stengers „Modernen photographischen Kopierverfahren" beschriebenen Methode, die dem Lichtdrucke ähnlich ist, aber nicht zur Massenfabrikation von Kopien, sondern zur Herstellung künstlerisch ausgeführter Einzelbilder dient. Als wichtigste Hauptteile des Verfahrens, deren sorgfältiges Studium besonders anempfohlen wird, werden hervorgehoben die Pinselführung, die lokale Kontrolle und die Abstimmung der Farbe zum Kopiergrade des Bildes. Byk.

F. Löscher, Vergrößern und Kopieren auf Bromsilberpapier. 3. erweiterte Auflage v. H. Löscher. 8. VII u. 124 S. mit 1 Tafel in Bromsilberdruck u. 24 Abbildungen im Text. Berlin, G. Schmidt. 1908. M. 2.50, gebunden M. 3.20

Die neue Auflage ist vom Bruder des inzwischen verstorbenen Verfassers, H. Löscher, besorgt. Sie behandelt wie die früheren die Methoden und Apparate zur Vergrößerung, wobei die Einteilung danach getroffen wird, ob Tageslicht oder künstliche Lichtquelle zur Verwendung gelangen und ob das zu vergrößernde Objekt mit der vergrößernden Kamera einfach aufgestellt wird oder ob hierzu besondere feststehende Einstellungen (Schwingstativ) zur Verwendung gelangen. Die praktische Durchführung der Vergrößerung umfaßt, abgesehen von der Herstellung des Negativs und Auswahl des Papiers, die Einstellung, Belichtung, Entwicklung, Fixieren und Wässern, Abschwächen und Verstärken, Tonen, Aufziehen und Trocknen, Retusche und Überziehen der Bilder mit Lack. Zum Schluß wird kurz der Kopierprozeß auf Bromsilberpapier besprochen. Byk.

E. Arnold, Arbeiten aus dem Elektrotechnischen Institut der Großherzoglichen Technischen Hochschule Fridericiana zu Karlsruhe 1908—1909. gr. 8. VII u. 310 S. mit 260 Textfiguren. Berlin, Jul. Springer. 1909. M. 10.—

Es ist mit großer Freude zu begrüßen, daß die zahlreichen ausgezeichneten Untersuchungen, die unter Leitung des Verfassers in den letzten Jahren in seinem Institute ausgeführt wurden, der elektrotechnischen Welt im Zusammenhange zugänglich gemacht werden. Sie zeugen davon, daß im Karlsruher Laboratorium an der wissenschaftlichen Erkenntnis elektrotechnischer Tagesfragen rüstig gearbeitet wird. Der Inhalt des Buches ist im wesentlichen der experimentellen Untersuchung der Stromwendung in Gleichstrommaschinen gewidmet; sowohl der Stromverlauf in den kurzgeschlossenen Spulen, als die Reibung von Dynamobürsten, als auch die Eigenschaften der Kommutierungspole sind aufs eingehendste untersucht. Außerdem findet man Versuche über das Verhalten eines Einphasen-Serienmotors, und einen besonders beachtenswerten Beitrag von A. Fränckel über Theorie und Wirkungsweise des Wechselstrom-Nebenschlußmotors mit Tourenregelung. Das Buch dürfte dauernden Wert für die Elektrotechnik behalten. R. Rüdenberg.

K. Wolf, Grundzüge der Elektrotechnik zum Gebrauche an gewerblichen Lehranstalten. gr. 8. IV u. 102 S. mit 195 Abbildungen. Wien, Alfr. Hölder. 1909. Gebunden 1 K 40h.

K. Laudien, Die Elektrotechnik. Die Grundgesetze der Elektrizitätslehre und die technische Erzeugung und Verwertung des elektrischen Stromes in gemeinverständlicher Darstellung. Ein Handbuch für Techniker und alle in ihrem Berufe mit der Elektrotechnik in Berührung Kommenden. 8. u. 295 S. mit 367 Abbildungen. Hannover, Dr. Max Jänecke. M. 3.60, gebunden M. 4.—

F. Hoppe, Grundgesetze der allgemeinen Elektrizitätslehre. (Sammlung elektrotechnischer Lehrhefte. I.) gr. 8. VI u. 114 S. mit 118 Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1908. Gebunden M. 4.—

— **Prinzip und Wirkungsweise der technischen Meßinstrumente für Gleichstrom (Strom- und Spannungsmesser).** (Sammlung elektrotechnischer Lehrhefte. III.) gr. 8. 64 S. mit 81 Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1908. Gebunden M. 2.70

— **Widerstandsbestimmungen mit Berücksichtigung der Widerstandsmessungen an Maschinen und Apparaten, der Isolationsmessungen sowie der Temperaturbestimmungen durch Widerstandsmessungen.** (Sammlung elektrotechnischer Lehrhefte. VI.) gr. 8. VI u. 101 S. mit 120 Figuren. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1908. Gebunden M. 4.—

Alle diese Bücher behandeln ihr Gebiet mit einfachen, zum großen Teil sogar mit sehr einfachen Hilfsmitteln, so daß sie sich nicht über das Niveau einer technischen Mittelschule erheben und teilweise noch darunter stehen. Wer von der Elektrotechnik noch gar keine Ahnung hat, mag sie immerhin mit einigen Nutzen durchsehen. Es scheint in Deutschland nachgerade epidemisch zu werden, elementare Bücher über diese Gebiete herauszugeben, ohne Rücksicht darauf, daß der Büchermarkt bereits zur Genüge damit überschwemmt ist.

R. Rüdenberg.



G. Wernicke, Elektrotechnische Messungen und Meßinstrumente. (Elektrotechnik in Einzeldarstellungen. 13. Heft.) 8. VIII u. 138 S. mit 92 Abbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1909. M. 5.—, gebunden M. 5.60

Das Buch ist dafür bestimmt, bei der Ausführung elektrischer Messungen als Orientierung über Einrichtung und Gebrauch der Meßinstrumente zu dienen. Die praktisch gebräuchlichen Methoden der Strom-, Spannungs-, Leistungs-, und Widerstandsmessungen sind ausführlicher, die magnetischen und elektrostatischen Messungen kürzer erläutert. Über Elektrizitätszähler findet sich leider nur eine Literatur-Zusammenstellung. Während die Meßmethoden in Hinsicht auf den Gebrauch der Instrumente eingehend beschrieben sind, findet man über die Arten der Messung, die im Zusammenhang mit den verschiedensten elektrischen Maschinen und Anlagen notwendig und üblich sind, keine näheren Angaben. Das Büchlein ist flüssig und leichtverständlich geschrieben, die Ausstattung übersichtlich und gut.

R. Rüdenberg.

H. Brunswig, Explosivstoffe. (Handbuch der angewandten physikalischen Chemie von Bredig. Bd. X.) 177 S. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1909. M. 8.—

In sehr knapper Weise werden die allgemeinen Bedingungen für Explosionen, deren Geschwindigkeit, Druck, Temperatur, die dabei auftretenden Gase, der Explosionsstoß und in einem zweiten Teil die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Explosivstoffe, zum Teil in sehr instruktiven Tabellen behandelt. Das Hauptgewicht liegt auf der Darstellung des Tatsachenmateriales. Daß theoretische Erörterungen sehr knapp sind, ist zu entschuldigen, da die meisten Theorien bei unsern mangelhaften Kenntnissen der physikalischen Konstanten der Stoffe bei den Explosionstemperaturen nur sehr unvollkommen mit der Erfahrung stimmen. Über die für den Physiker sehr interessanten Geschwindigkeitsphänomene bei Explosionen hätte allerdings wohl etwas mehr gebracht werden können, z. B bei den Explosionswellen, wo die falsche Berthelotsche Theorie sehr breit und die Jouguetsche ganz kurz behandelt ist. Ein etwas übertriebener Raum ist den detaillierten Beschreibungen von Sprengungen, Unglücksfällen usw. gewährt. Das Buch dürfte als Einführung und Handbuch sehr geeignet sein, zumal eine ausgezeichnete moderne Literaturangabe das Studium der Originalarbeiten erleichtert. v. Wartenberg.

A. Schwaiger, Das Regulierproblem in der Elektrotechnik. 8. V u. 102 S. mit 28 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. M. 2.80, gebunden in Leinen M. 3.60

Das Problem, die Spannung großer elektrischer Generatoren unabhängig von ihrer Belastung konstant zu halten, spielt seit langem eine große Rolle in der ausführenden Elektrotechnik. Die vorliegende Monographie beschäftigt sich in ausführlicher Weise mit den Anordnungen, die man heute anwendet, um diese Konstanz auf automatischem Wege ohne Eingriffe von Hand zu bewirken. Der Verfasser, der seit Jahren im Regulatorenbau praktisch tätig ist, behandelt in besonders klarer Darstellung die Theorie der mechanischen Regulierung. Es werden sowohl die direkt wirkenden Reguliervorrichtungen besprochen, bei denen der Nebenschlußregler der Dynamo durch eine vom Belastungsstrome durchflossene Spule unmittelbar verstellt wird, als auch die indirekten Regulatoren, deren Betätigung durch einen vom Spannungsrelais ausgelösten Hilfsmotor bewirkt wird. Schließlich ist auch der zuerst von Tirril angegebene Schnellregler eingehend erläutert, der sich vor allen anderen Regulatoren dadurch auszeichnet, daß die störende sehr große magnetische Trägheit der eisernen Dynamopole praktisch ausgeschaltet ist.

Bei sämtlichen Anordnungen sind die mit dem Reguliervorgange verknüpften Schwingungen sehr eingehend besprochen und die Resultate der Rechnung an Hand von graphischen Darstellungen der Anschauung noch näher geführt. Die Kriterien für die Stabilität der Regulierung sind überaus glücklich gefaßt und in praktisch brauchbare Formen gekleidet. Die klare und wertvolle Schrift dürfte der verdienten weitesten Verbreitung sicher sein.

R. Rüdenberg.

C. Heinke, Einführung in die Elektrotechnik. Hochschulvorlesungen. gr. 8. XVIII u. 501 S. mit 512 Abbildungen. Leipzig, S. Hirzel. 1909. M. 13.—, gebunden M. 14.—

Das Buch ist die Wiedergabe der Münchener Hochschulvorlesungen des Verfassers. und umfaßt dementsprechend das Gesamtgebiet der praktischen Elektrotechnik. Es enthält eine Fülle von Material, das der Anschauung durch eine reichliche Beigabe guter Figuren nahegebracht wird. Der verbindende Text zeichnet sich durch großen Reichtum an Gedankenbildern und Hilfsvorstellungen aus, an die sich der ungeübte Leser erst wird gewöhnen müssen, bevor er Nutzen und klare Begriffe aus dem Werke wird schöpfen können. Wenn der Verfasser z. B. die elektrische Spannung als „oberste Tatsache des elektrischen

Erscheinungsgebietes" anspricht, wenn er ferner von „elektrisch-mechanischer Gedankenwandlung" durch den Gebrauch von „geistigen Generatoren und Motoren" beim Lernen und ähnlichem, spricht, so will er damit wohl nur die im Vorworte erwähnte Anregung nach der philosophischen Seite hin geben. Den sachlichen Inhalt des Buches im einzelnen anzugeben, erübrigt sich, da er alle praktisch wichtigen Dinge umfaßt; er ist bis auf die Neuerungen der letzten Zeit ergänzt. R. Rüdenberg.

A. Battelli, A. Occhialini, S. Chella, La Radioattività. 8. 438 S. Bari, Gius. Laterza e figli. 1909. L. 8.—

Das vom R. Istituto Lombardo di scienze e lettere preisgekrönte Buch gibt in Kap. II—VIII eine gute Übersicht über die Radioaktivitätserscheinungen. Besonderer Wert wird auf die Besprechung der Technik der einschlägigen Versuche gelegt; die Experimente selbst werden (z. T. nach Vorlesungsversuchen von Righi) sehr ausführlich beschrieben, und die Beschreibung durch viele gute halbschematische Skizzen vervollständigt. Recht eingehend wird auch die Chemie der radioaktiven Substanzen behandelt. Die „allgemeine Radioaktivität der Materie" fehlt, was wohl dem jetzigen Stande der Forschung entspricht. Als Einleitung dient ein Kapitel über elektrolytische Dissoziation und Gasentladungen, als Schluß 3 Kapitel über allgemeine Elektronentheorie, speziell die Bewegung des Elektrons; Atommodelle; Beziehungen zu den Valenzen der Chemie; und ziemlich ausführlich Elektronentheorie der Metalle. Merkwürdigerweise fehlt jeder Hinweis auf die Relativitätstheorie, selbst bei der Besprechung der Kaufmannschen Versuche.

Harms.

Alfonso Sella, Introduzioni Teoriche ad alcuni Esercizî Pratici di Fisica. Pubblicate a cura di A. Pochettino ed F. Piola. 8. VIII und 133 S. Firenze 1909. Successori Le Monnier.

Der Zweck, den der Verfasser bei Anlage dieses Buches verfolgte, war, dem Studierenden an der Hand einiger Beispiele zu zeigen, wie die experimentelle und die theoretische Behandlung eines physikalischen Problems Hand in Hand gehen sollen, und wie sich die Ergebnisse der einen Behandlungsweise durch die andere verwerten lassen. Folgende Aufgaben sind in dem Buche bearbeitet: I. Die Wage. II. Kalibrierung eines Thermometerrohres. III. Messung der spezifischen Wärme nach der Mischungsmethode. IV. Gitter. V. Bestimmung eines Magnetfeldes. VI. Horizontalkomponente des Erdmagnetismus. VII. Wheatstonesche Brücke. VIII. Quadrantenelektrometer.

Das Manuskript hat Sella bei seinem frühen Hinscheiden nahezu druckfertig hinterlassen. Die beiden ersten Kapitel befanden sich bereits im Druck, die übrigen bedurften noch einer leichten Überarbeitung. Diese Überarbeitung, sowie die Herausgabe des ganzen Werkes haben die Herren A. Pochettino und F. Piola mit großer Pietät besorgt und damit ihrem Lehrer und Freunde ein schönes Denkmal errichtet Max Iklé.

F. Stolze, Die Stereoskopie und das Stereoskop in Theorie und Praxis. 2. vervollständigte Auflage. (Encyklopädie der Photographie. Heft 10.) gr. 8. XI u. 155 S. mit 46 Abbildungen. Halle a. S., Wilh. Knapp. 1908. M. 5.—

Das vorliegende Buch wird jedem, der sich mit Stereoskopie beschäftigt, sehr nützlich sein. Denn der Verf. beschreibt mit peinlicher Genauigkeit alle Einzelheiten, auf die man beim Anfertigen einer Steroskopie zu achten hat. Dabei ist wohl das Kapitel über stereoskopische Aufnahmeapparate etwas zu kurz gekommen, aber die wesentlichsten, seit dem Erscheinen der ersten Auflage gemachten Fortschritte sind in der vorliegenden 2. Auflage berücksichtigt worden. Die Darstellung ist einfach und auch im allgemeinen klar. Riesenfeld.

A. Voß, Über das Wesen der Mathematik. 8. 98 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. Geheftet M. 3.60

Die Schrift stellt die erweiterte Wiedergabe einer Rede dar, die Verf. in einer öffentlichen Sitzung der Bayerischen Akademie der Wissenschaften hielt. Der Haupttext gibt in geistvoller, auch dem Nicht-Fachmathematiker leicht verständlicher und doch echt wissenschaftlicher Art eine kurze Schilderung der Entwickelung der Mathematik und darauf einen recht vollständigen Überblick über alle ihre logisch und philosophisch bedeutsamen Begriffe und Probleme. In sehr wertvollen Anmerkungen, die wohl noch mehr Raum als der Haupttext einnehmen, findet man nähere Erläuterungen und Auseinandersetzungen mit der zeitgenössischen wissenschaftlichen Literatur (z. B. auch mit W. Wundt, Logik, 3. Aufl. 1906 ff.). Die Lektüre der kleinen Schrift kann daher nur aufs wärmste empfohlen werden. F. Jüttner.

J. L. Routin, Le réglage des groupes électrogènes. Préface de M. H. Léauté. 8. 155 S. mit 45 Figuren. Paris, „La Lumière électrique", 40, rue des Écoles. 1908.

In überaus klarer und anschaulicher Weise

behandelt der Verfasser die Vorgänge, die bei der automatischen Regulierung elektrischer Generatoren auftreten, wie sie in großen Zentralstationen mehr und mehr angewendet wird. Die Untersuchung ist insofern sehr allgemein angefaßt, als außer der Spannungsregelung auch die Geschwindigkeitsregulierung der Maschinen, die nicht unabhängig von jener ist, mit in den Kreis der Betrachtung gezogen wird. Andererseits beschränkt sich der Verfasser auf die von ihm selbst oft praktisch ausgeführten indirekten Regulatoren, bei denen ein durch Relais betätigter Hilfsmotor die Regulierung bewirkt. Es werden hier jedoch die verschiedensten Möglichkeiten diskutiert, sowohl die konstante als die mit dem Regulierwege variable Reguliergeschwindigkeit wird besprochen, und eine große Reihe besonderer Feinheiten zur Verbesserung der Regulierung werden ausführlich erläutert. Ausgedehnter Gebrauch wurde von den übersichtlichen Léautéschen Regulierungsdiagrammen gemacht, die die analytische Formulierung der zulässigen und der günstigsten Regulierungsbedingungen sehr erleichtern. Zum Schlusse beschreibt der Verfasser die praktische Ausführung und Wirkungsweise seiner elektromechanischen Regulatoren. Der lesenswerten Monographie ist die weiteste Verbreitung zu wünschen.

R. Rüdenberg.

O. Nairz, Die elektrische Arbeitsübertragung. (Wissen und Können. Band XII.) gr. 8. VII u. 260 S. mit 144 Abbildungen. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1909. Gebunden M. 6.—

Für den Laien ist es sehr angenehm, wenn ihm in leicht verdaulicher Form die Kenntnis der Systeme und Apparate für die elektrische Arbeitsübertragung verschafft wird, nur muß er dabei verlangen, daß der Verfasser eines solchen Büchleins selbst über die grundlegenden Begriffe im klaren ist, damit er nicht statt „Wissen und Können", wie der Sammlungstitel so hübsch lautet, „Weder Wissen noch Können" in den Kopf verpflanzt bekommt. Auf Seite 4 des vorliegenden Buches findet sich der Satz: „Ein Kind kann 1 kg einen 75 m hohen Turm hinauftragen und hat dann eine PS vollbracht". Die Verwechslung von Arbeit und Leistung ist dann auf den folgenden Seiten in breiter Ausführlichkeit erläutert! Die Lektüre des Buches wirkt durch die zahlreichen eingestreuten Stilblüten sehr amüsant. Hier nur ein Beispiel: „Man sieht, wie durch solche Verhältnisse (hohe Resonanzspannungen) Menschenleben und Material in gleicher Weise gefährdet werden können". Im übrigen ist Druck und und Ausstattung zu loben.

R. Rüdenberg.

O. Nairz, Die Radiotelegraphie. (Wissen und Können. Band IV.) gr. 8. VIII u. 271 S. mit 153 Abbildungen im Text. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1908. Geb. M. 5.—

Diese Einführung in das Gebiet der drahtlosen Telegraphie zeichnet sich durch eine sehr flüssige Darstellung aus, die mit einer gewissen Glätte auch über die schwierigeren Dinge hinweggleitet. Auf kühne Bilder kommt es dabei gelegentlich nicht an, so heißt es z. B., daß der elektrische Strom mit der Jouleschen Wärme „gewissermaßen Chausseegeld bezahlen" muß. Daß der Laie, für den das Buch ja auch berechnet ist, das Wesen des Vektordiagramms oder aus den leicht hingeworfenen Formeln, Seite 52, das Wesen der Resonanz verstehen wird, glaubt der Referent allerdings nicht. Auch daß nebenbei in aller Eile die gesamte moderne Lehre von der atmosphärischen Elektrizität mit abgemacht wurde, wobei irrtümlich von „positiven Elektronen" die Rede ist, war wohl kaum nötig. Mitunter (Seite 4 Mitte, Seite 49 oben) stört auch ein recht mangelhaftes Deutsch, besonders bezüglich des Gebrauchs der Kasus. — Im übrigen ist dem Buch eine erfreuliche Vollständigkeit des Stoffes nachzurühmen; besonders günstig trifft es sich, daß in einem Anhang auch schon die Wienschen Zischfunken behandelt sind, die jetzt so hohe Bedeutung erlangt haben. — Die Ausstattung ist, wie bei der ganzen Sammlung, vorzüglich.

F. Grünbaum.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Charlottenburg Major v. Parseval und Oberingenieur Dietzius für Luftschiffahrt.

Ernannt: Die Privatdozenten für physikalische Chemie an der Universität Leipzig Dr. Wilhelm Böttger und Dr. Karl Schall zu a. o. Professoren, W. S. Denham vom Glasgow Technical College zum Lektor und Demonstrator für Chemie an der Universität von St. Andrews, Dr. K. W. Charitschkoff zum Professor der organischen Chemie an der Frauenhochschule Tiflis, Dr. P. Farup zum Professor für anorganische Chemie an der Technischen Hochschule Drontheim, der Elektroingenieur Karl v. Bardeleben zum Dozenten für Physik und Schwachstromtechnik am Friedrichs-Polytechnikum Köthen, der Ingenieur R. Knoller zum a. o. Professor für Luftschiffahrt an der Technischen Hochschule Wien.

Verliehen: Dem ord. Professor der Mathematik an der Universität Breslau Dr. Adolf Kneser, dem etatmäßigen Professor für organische Chemie an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Robert Behrend, dem ord. Professor der Mathematik und Geodäsie an der Forstakademie Münden Dr. Anton Baule und dem ord. Professor für Chemie, Mineralogie und Geologie ebenda Dr. Constantin Counsler der Titel Geheimer Regierungsrat.

Nobelpreise: Für 1909 wurden erteilt Professor Dr. Ferdinand Braun in Straßburg und Ingenieur Dr. W. Marconi in London für Physik, dem früheren ord. Professor an der Universität Leipzig Dr. Wilhelm Ostwald für Chemie.

Gestorben: Der frühere Professor für chemische Technologie am University College Dr. C. Graham.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Autoren- und Sachregister.

Abkürzungen: (B.) = Besprechung, (N.) = 80. u 81. Naturforscherversammlung.

B.

E.



F.

G.



H.

I.

J.

K.

L.



M.

N.


Digitized by Google

Q.

R.

S.



W.



Namensverzeichnis der „Personalien".

Fig. 1.

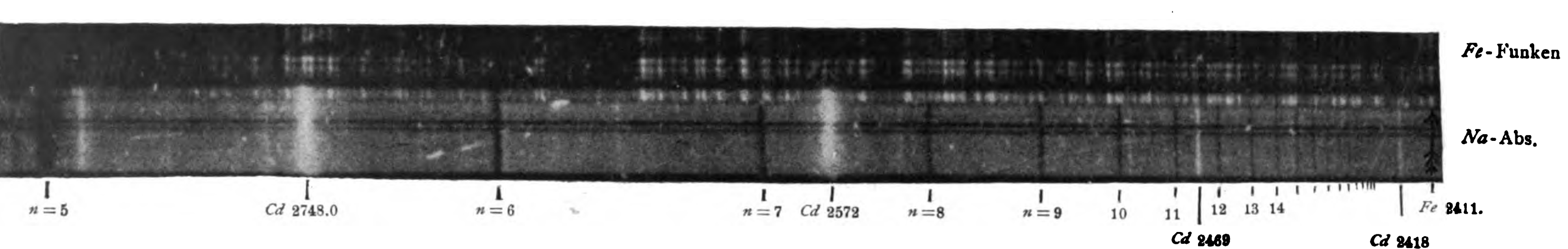
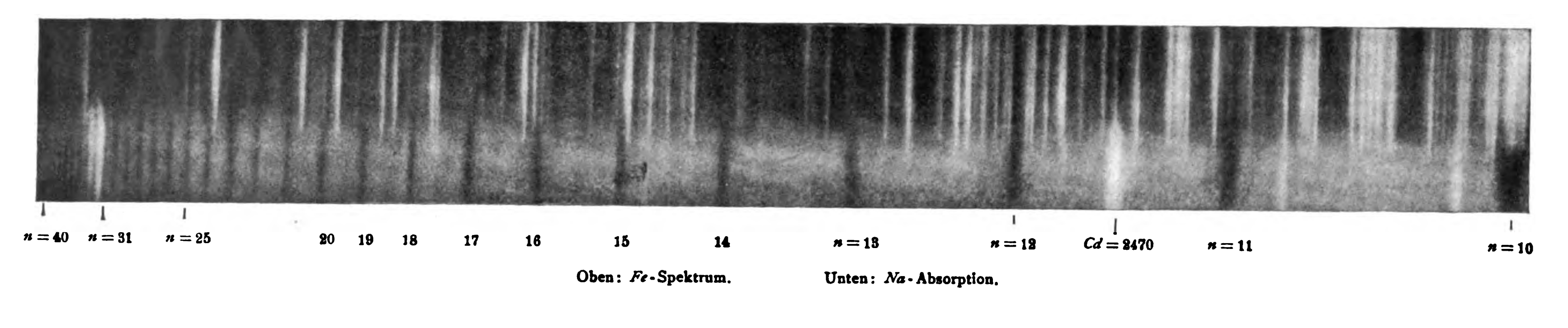


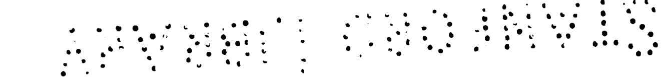
Fig. 2.



Oben: *Fe*-Spektrum. Unten: *Na*-Absorption.

Wood, Balmersche Serie.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.



Ph

a
a''
a'
b

Fig. 1.

Hg	5770	5791	1 mm = 0,12 Å.-E.
Auflösung:	symmetrisch	asymmetrisch	
Mittellinien:	gerade	gekrümmt	

Fig. 2.

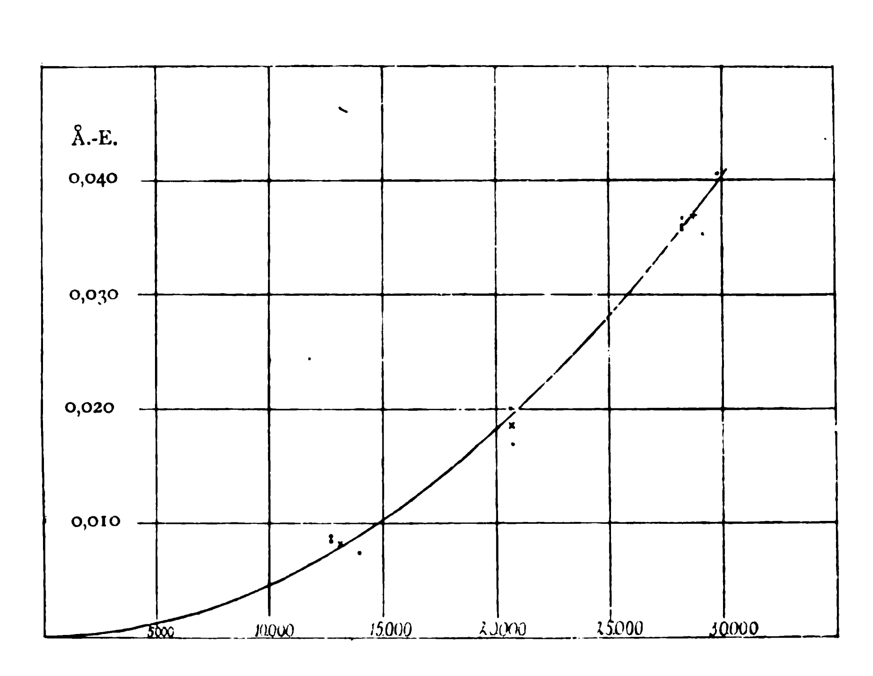


Fig. 3.

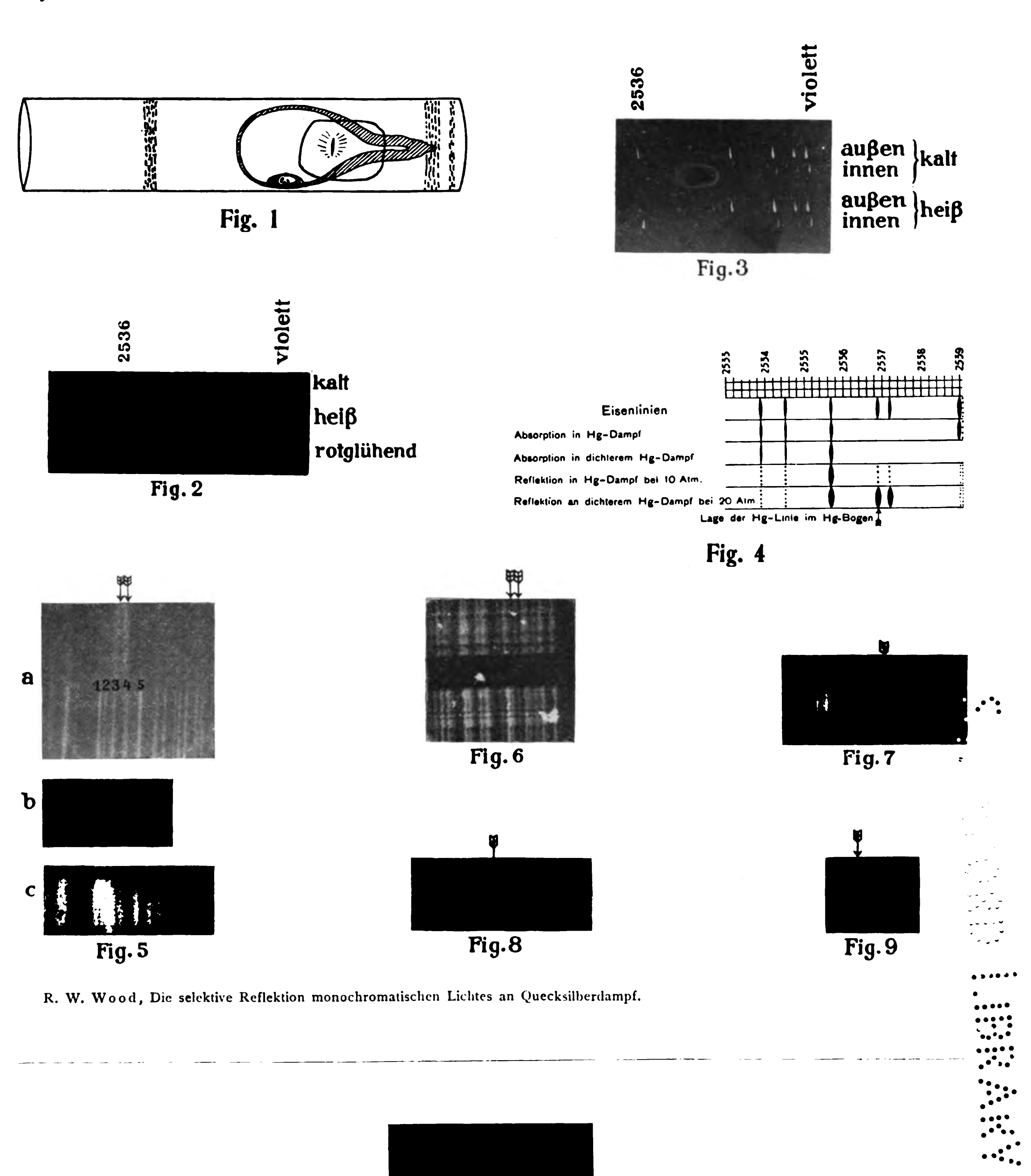


Fig. 1

Fig. 3

Fig. 2

Fig. 4

Fig. 5

Fig. 6

Fig. 7

Fig. 8

Fig. 9

R. W. Wood, Die selektive Reflektion monochromatischen Lichtes an Quecksilberdampf.

R. W. Wood, Die Dämpfung von Quecksilberwellen.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

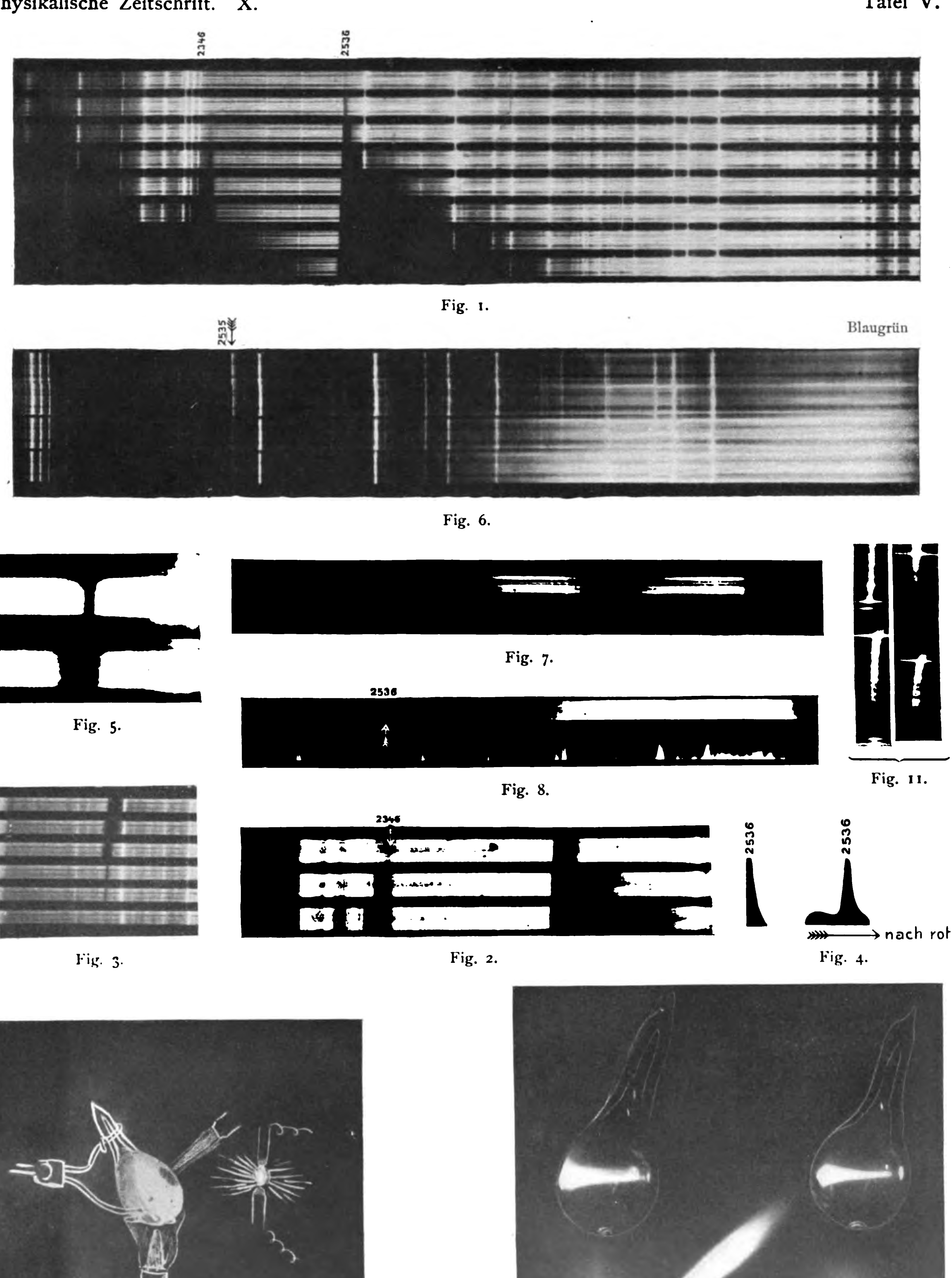


Fig. 1. Fig. 6. Fig. 5. Fig. 7. Fig. 8. Fig. 11. Fig. 3. Fig. 2. Fig. 4.

Fig. 9. Fig. 10.

R. W. Wood, Die Absorption, Fluoreszenz, magnetische Rotation und anomale Dispersion des Quecksilberdampfes.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

P

12_1

45

46

14_1

51

19_3

24

13_1

1_1

47

Fig. 1. Sternenhaufen Messier 11 und der benachbarte Teil der Milchstraße.
(Photographiert auf dem Mount Wilson von Prof. Barnard mit einer kleinen Stereoptikon-Linse.)

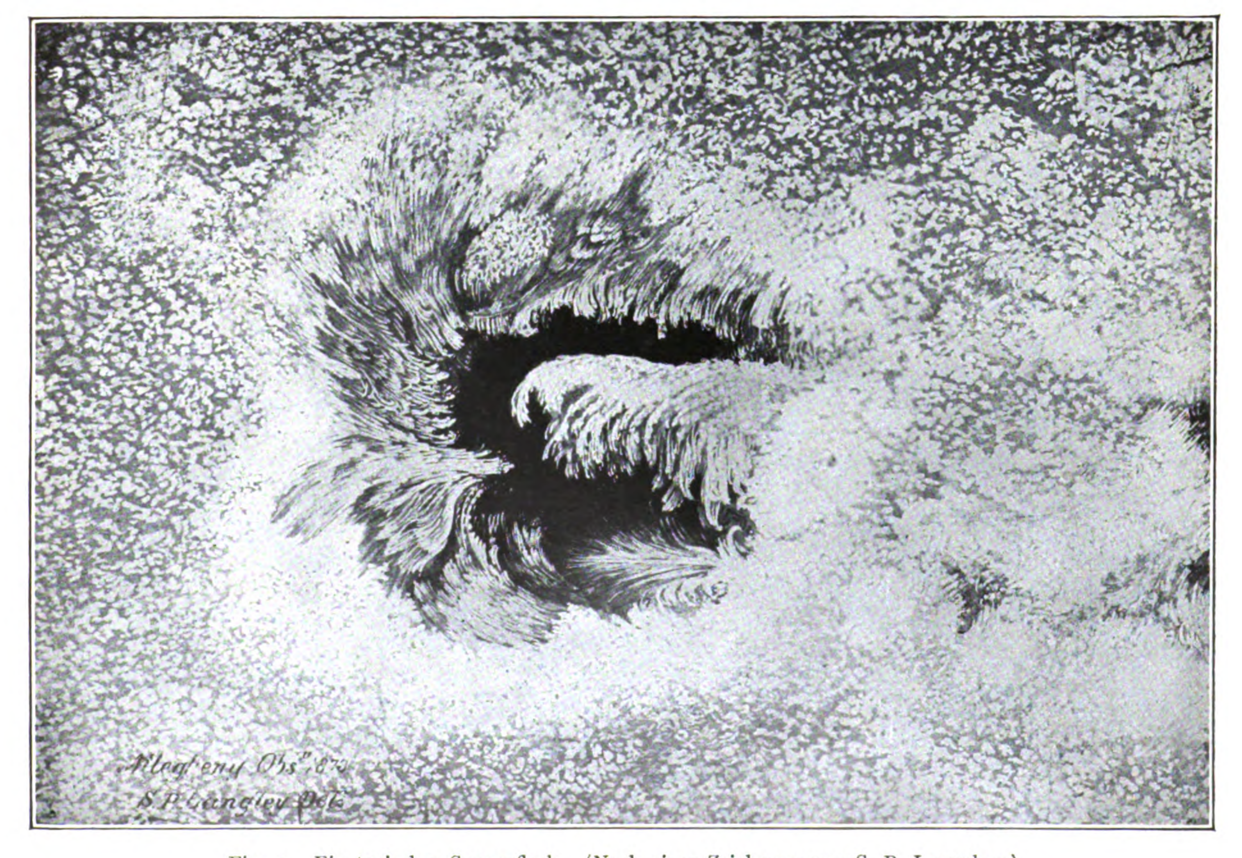


Fig. 2. Ein typischer Sonnenfleck. (Nach einer Zeichnung von S. P. Langley.)

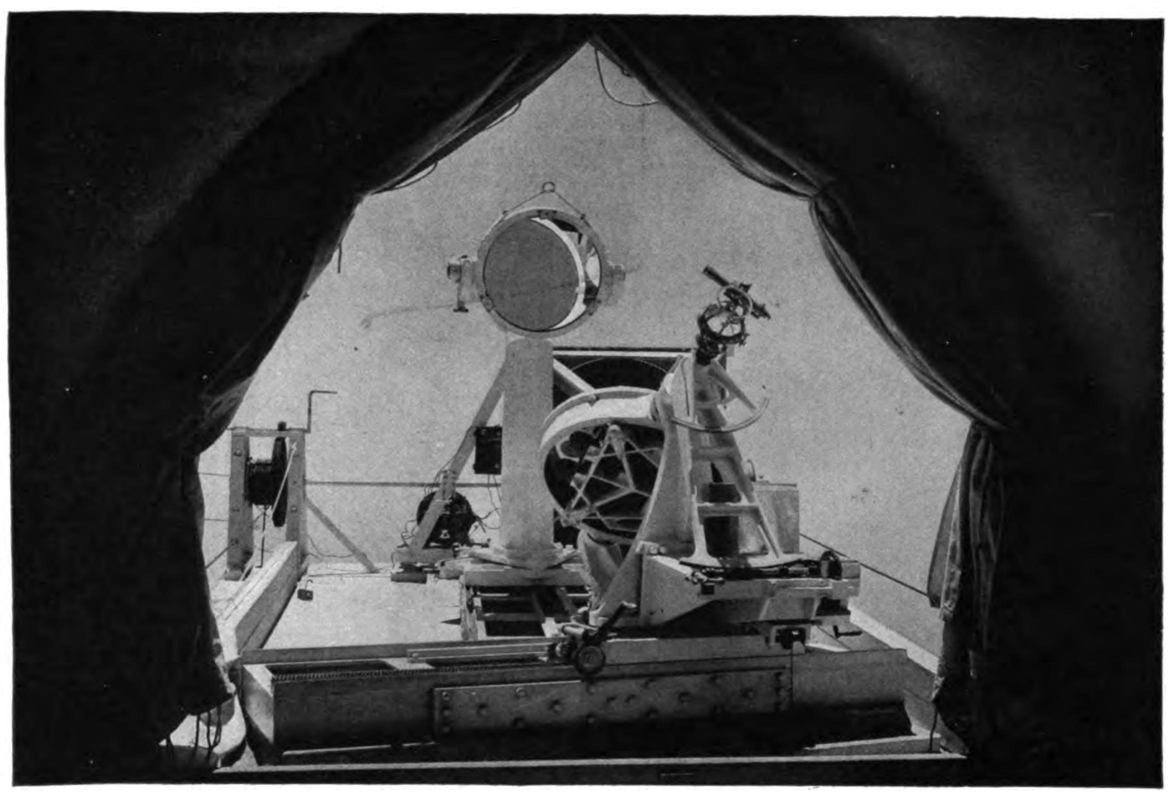


Fig. 3. Coelestat und zweiter Spiegel des Snowschen Teleskops.

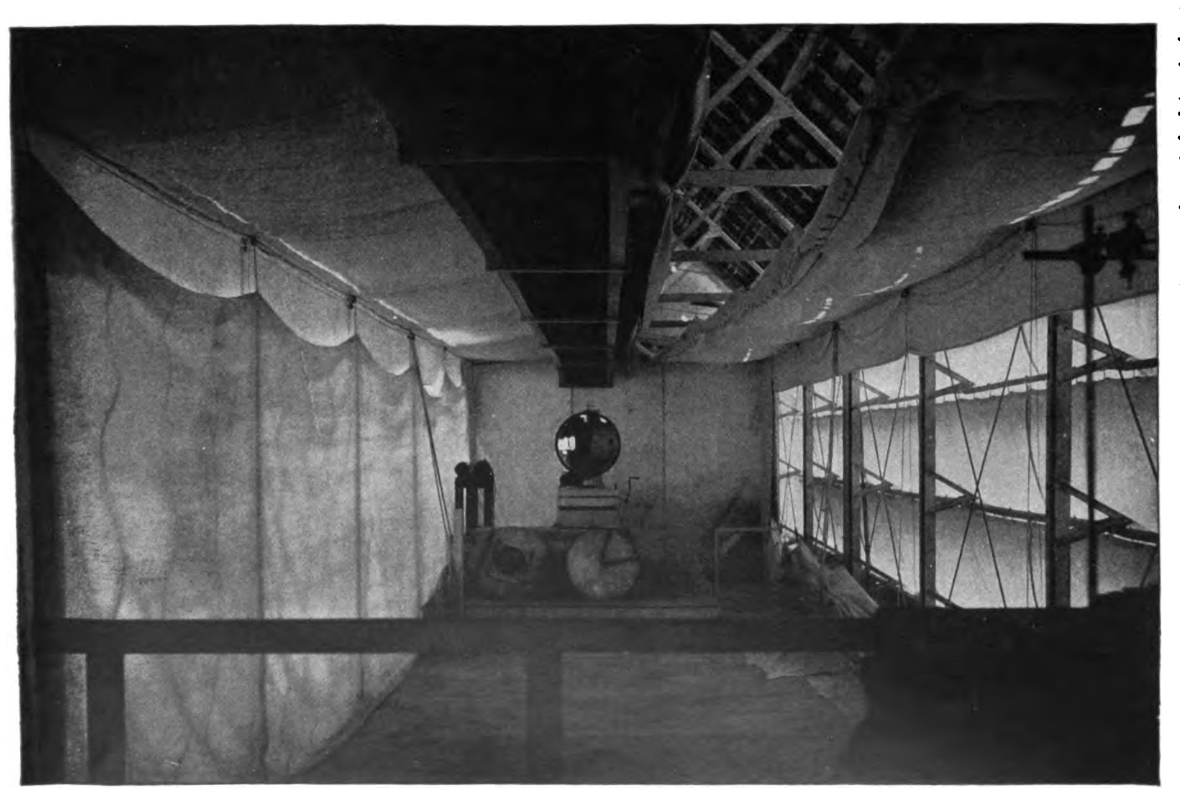


Fig. 4. Hohlspiegel des Snowschen Teleskops.

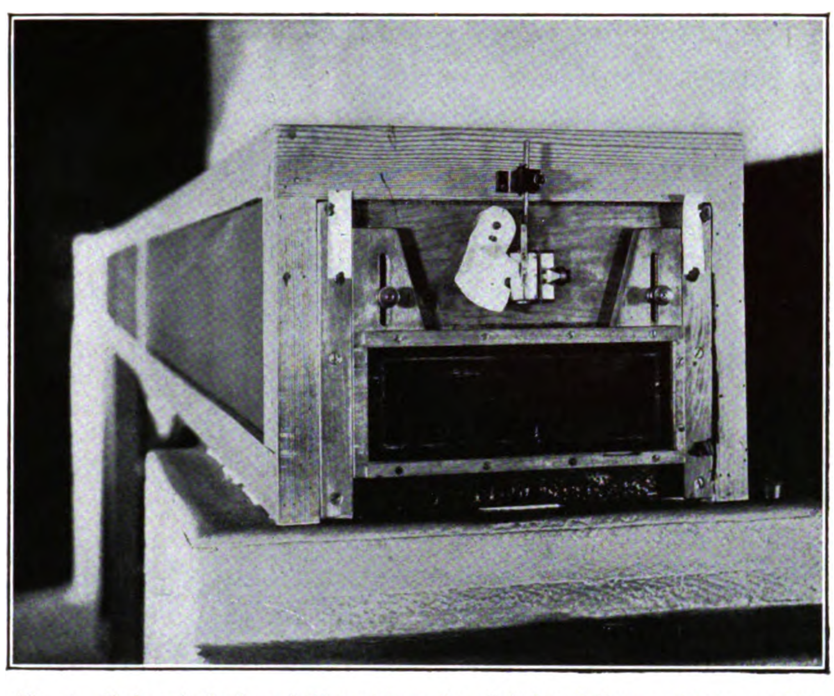


Fig. 5. Ende mit Spalt und Plattenträger des einfachen hölzernen Littrowschen Spektrographen mit Autokollimation (18 Fuß Brennweite), in Gebrauch im spektroskopischen Laboratorium auf dem Mount Wilson.
(Nicht das im Text erwähnte Instrument, sondern ein ähnliches, zum Gebrauch in einem offenen Raume geeignetes.)

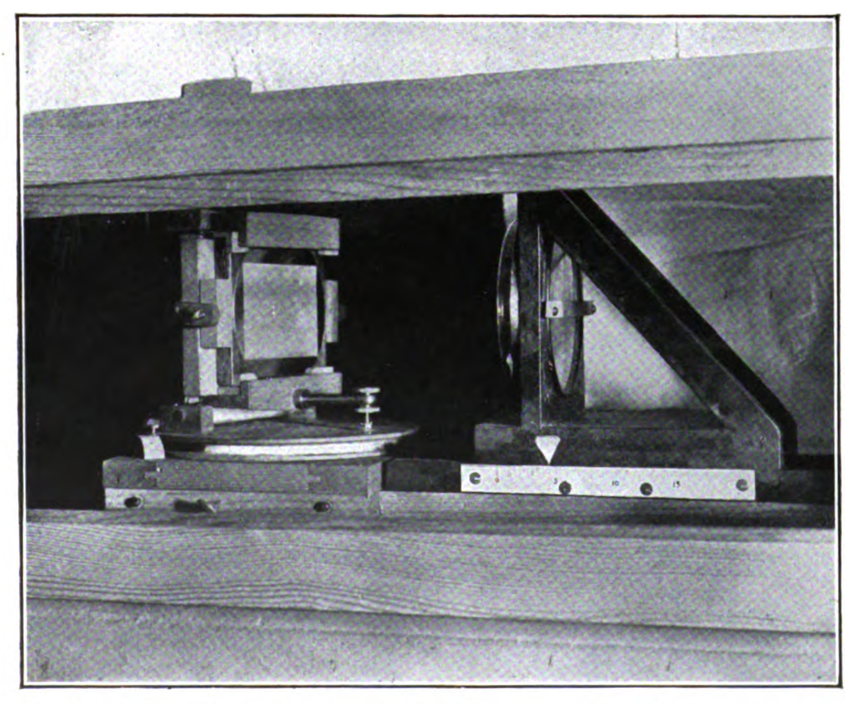


Fig. 6. Gitter- und Linsenträger für einen modernen Spektrographen (18 Fuß Brennweite), in Gebrauch im spektroskopischen Laboratorium auf dem Mount Wilson. Man sieht den Balken, der die Reflexe an der Linse abblenden soll.

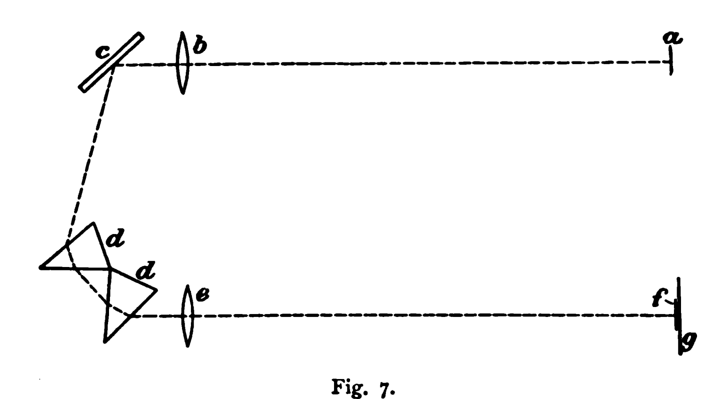


Fig. 7.

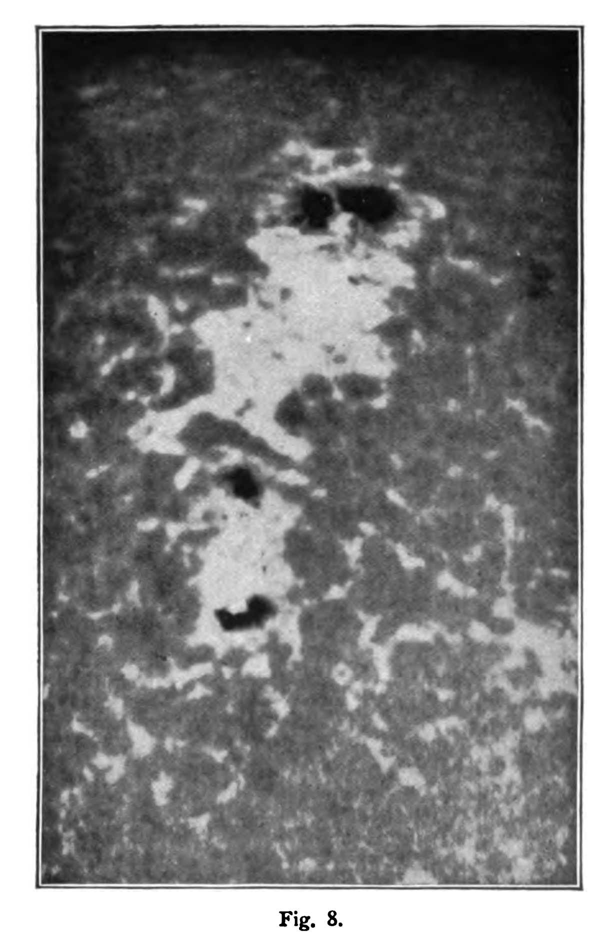


Fig. 8.

17. Juli 1905, $17^h\ 56^m$. Niedrige Kalziumfackeln, Spalt auf H_1 ($\lambda = 3966$ Å.-E.) eingestellt. Durchmesser der Sonne = 0,28 m.

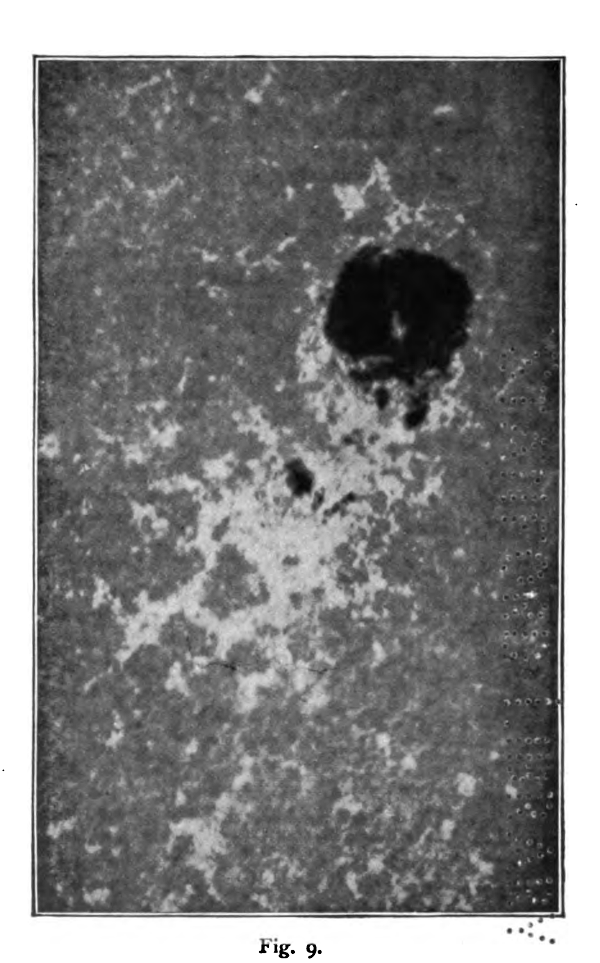


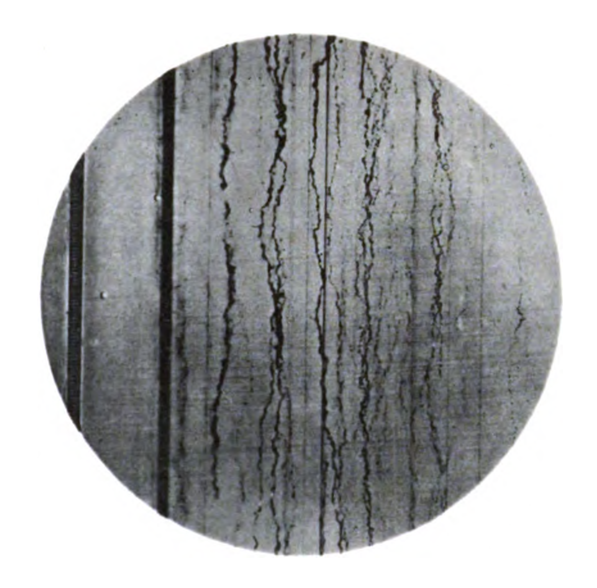
Fig. 9.

20. Juli 1905, $8^h\ 18^m$. Hohe Kalziumfackeln, Spalt auf H_2 eingestellt. Durchmesser der Sonne = 0,28 m.

Photographien von Kalziumfackeln, mit einem einfachen hölzernen Spektroheliographen aufgenommen.

Brownsche Molekularbewegung.

Momentaufnahme auf fallender Platte mit aplanatischem Dunkelfeldkondensor von Zeiss.



Die Teilchen einer kolloidalen Lösung von Silber nach Carey Lea von ca. 20 $\mu\mu$ mittlerer Grösse beschreiben eine in der Fallrichtung von oben nach unten ausgezogene Kurve. Sie sind in den Momenten über- resp. unterexponiert, wo ihre Bewegungsimpulse in resp. entgegengesetzt der Fallrichtung liegen.

Die Leiter links ist die Zeitmarke (Spalt durch Wechselstrom beleuchtet). Die Sprossendistanz entspricht $^1/_{50}$ Sekunde.

Der schwarze Strich entspricht einem grösseren am Deckglase fest adsorbierten Teilchen.

Absorption des Quecksilberdampfes bei wachsendem Druck aufgenommen auf gelatinearmer Platte.

Al 1854 ,, 1862 ,, 1935 ,, 1990 2346 Hg 2536 Hg

a b c d e f

kurzwellige Absorptionsbande des *Hg*

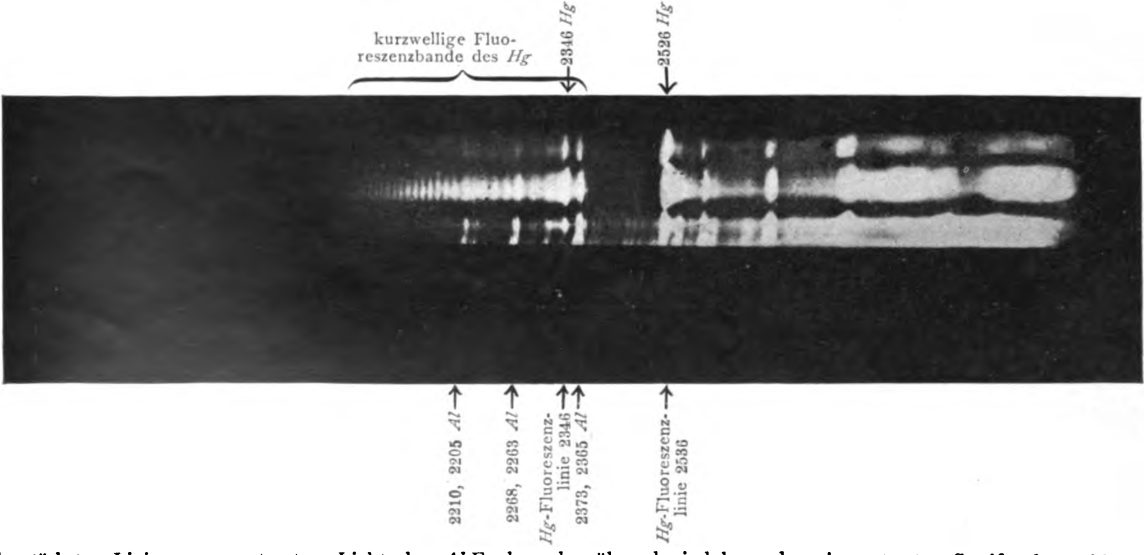
Hg-Absorptions-linie 2346

Hg-Absorptions-linie 2536

In der ersten Aufnahme *a* (Absorptionsgefäß auf Zimmertemperatur) sind zum Vergleich die stärksten *Al*-Linien wiedergegeben.

Fig. 2.

Fluoreszenz des Quecksilberdampfes bei Erregung mit *Al*-Funken, aufgenommen auf gelatinearmer Platte.



Die stärksten Linien von zerstreutem Licht des *Al*-Funkens herrührend sind besonders im untersten Streifen bemerkbar; der nach längeren Wellen liegende Teil des Spektrums ist bei der gewählten Einstellung unscharf.

Fig. 3.



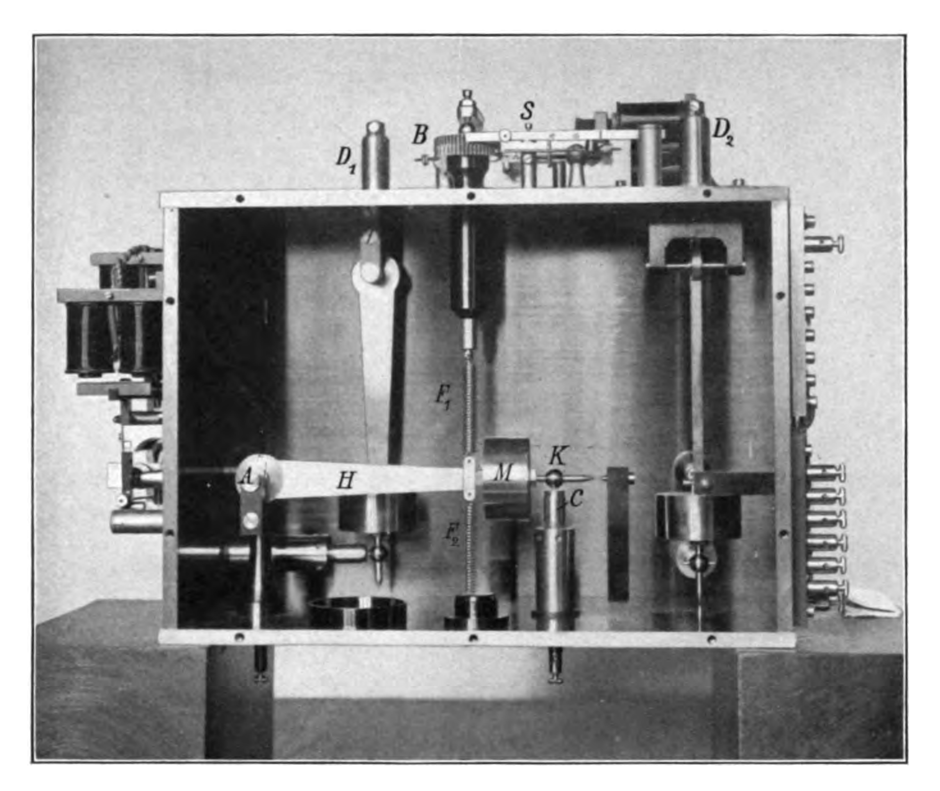


Fig. 1.

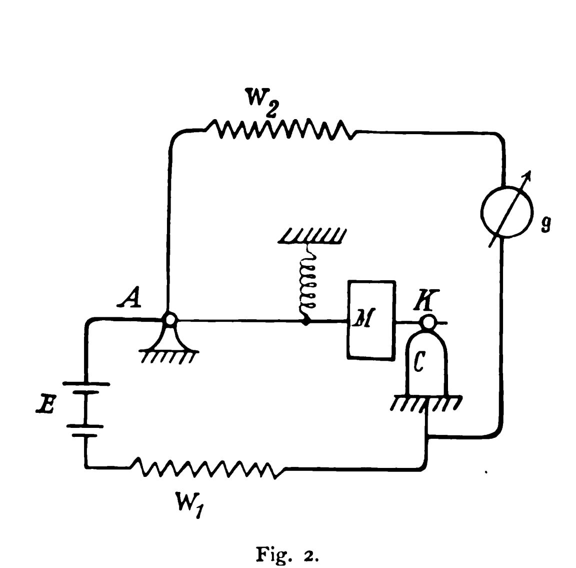


Fig. 2.

Fig. 3.

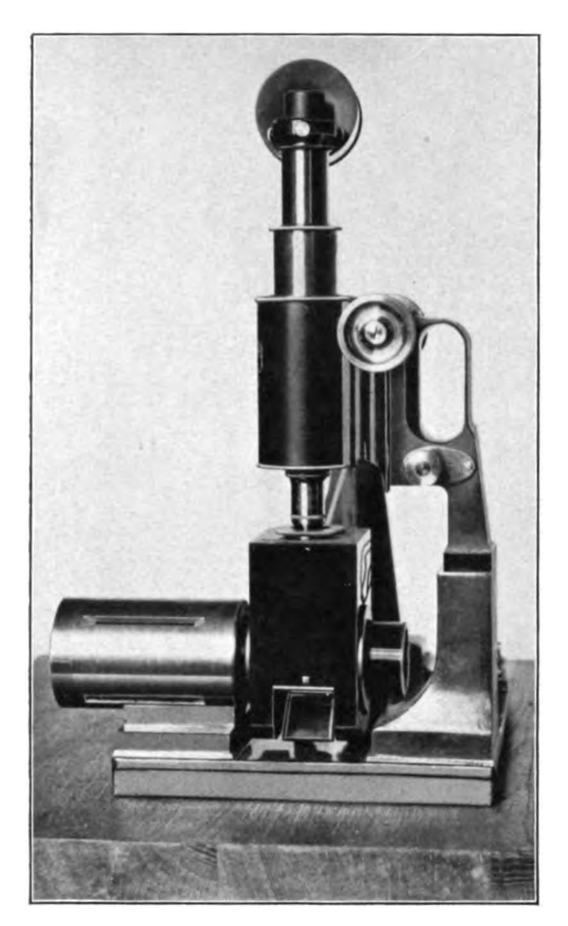


Fig. 4.

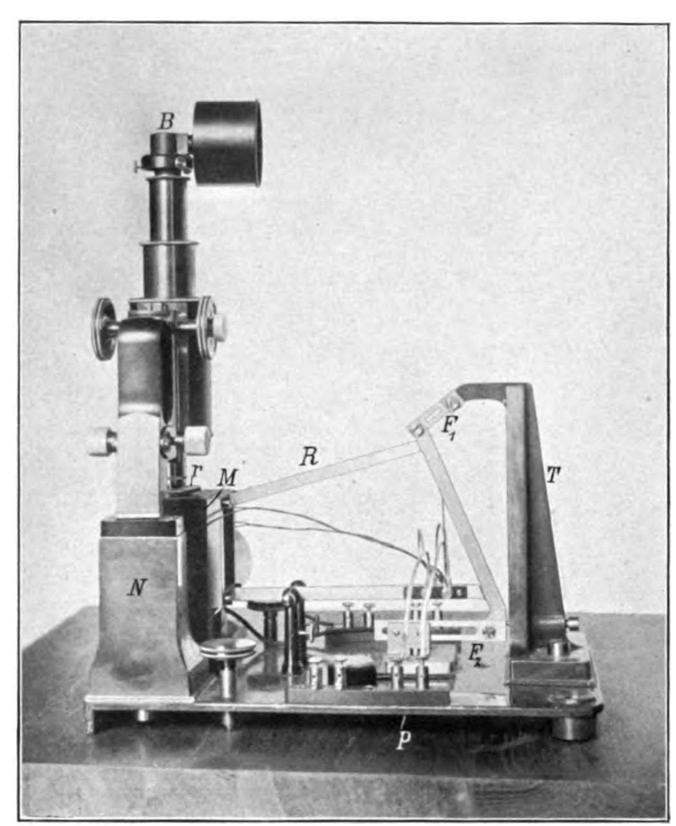


Fig. 5.

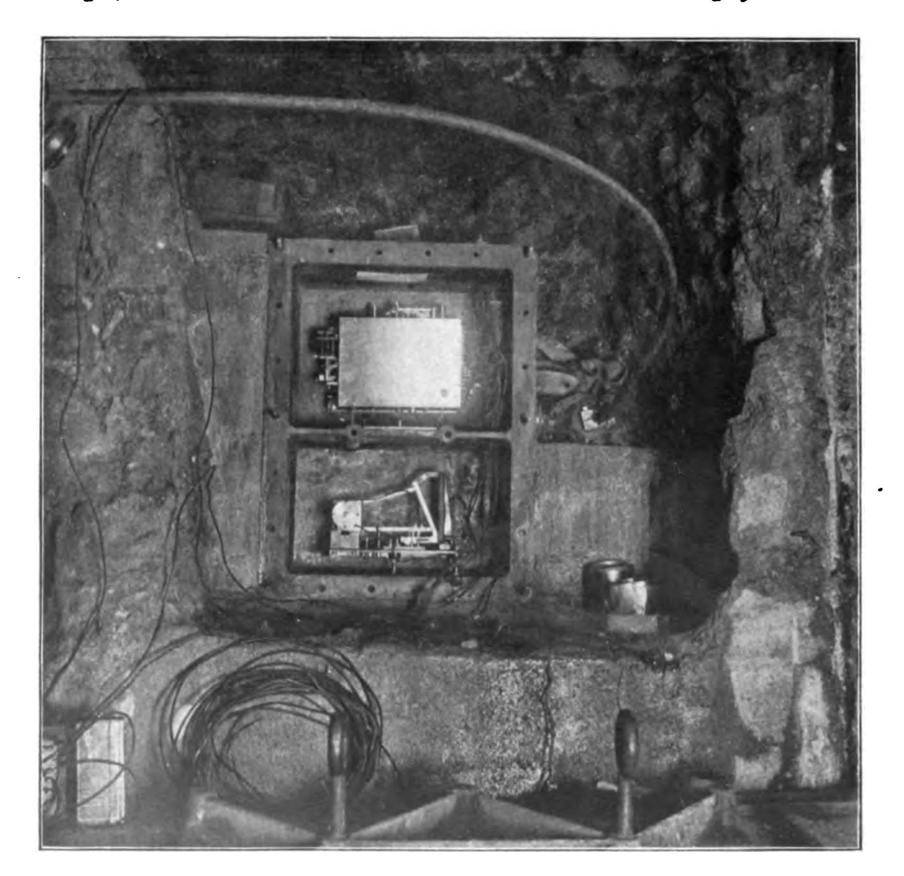


Fig. 7.

L. Grunmach, Über neue Methoden und Apparate zur Messung von Erderschütterungen kleinster Periode.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

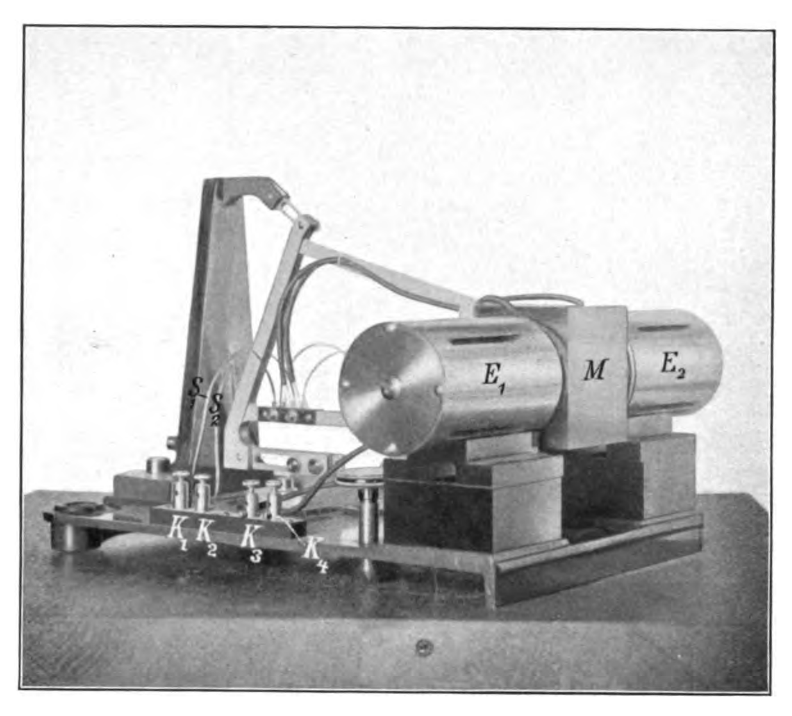


Fig. 6.

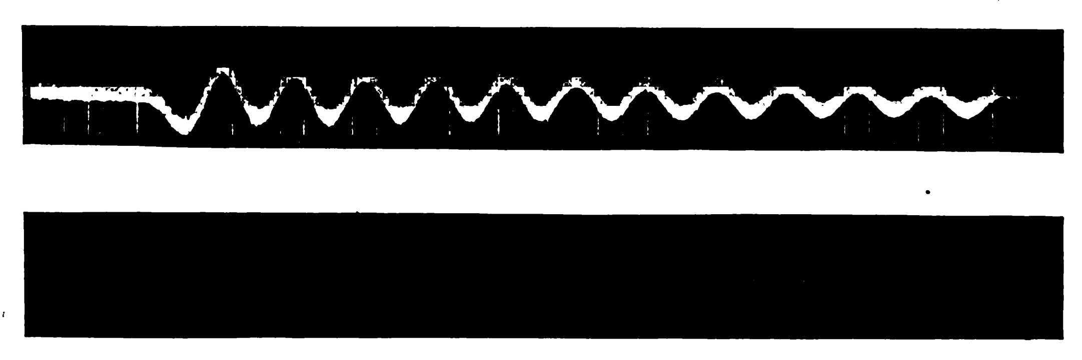


Fig. 8.



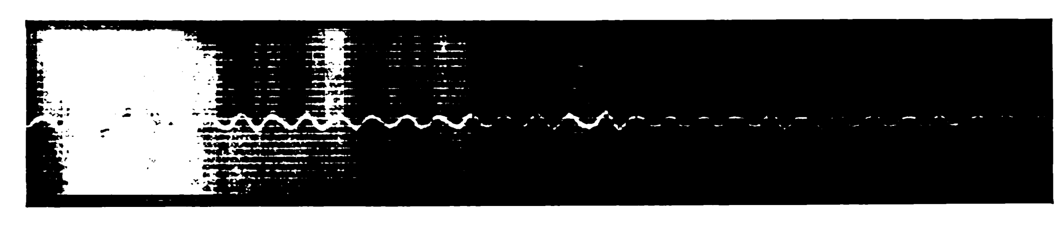
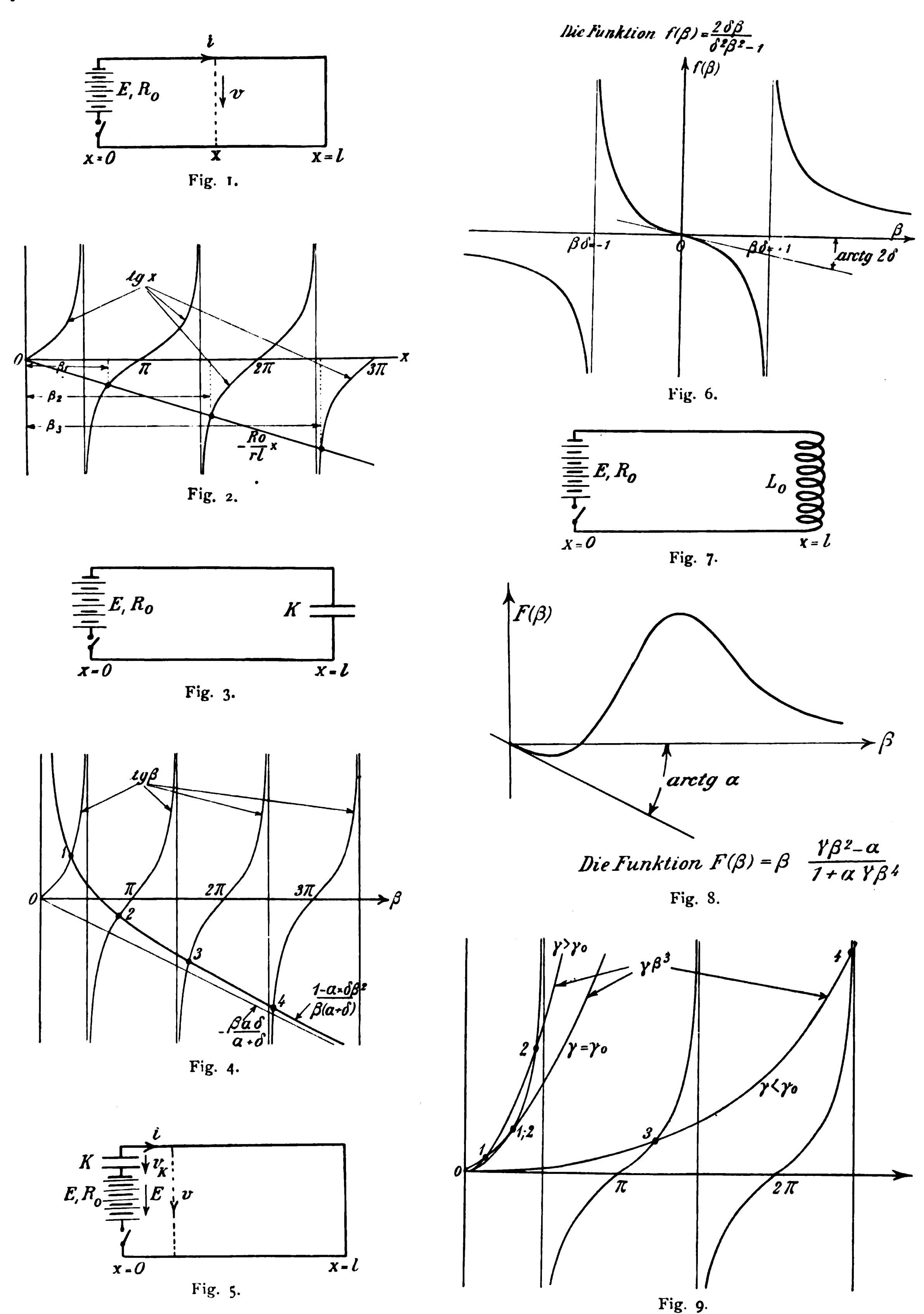


Fig. 9.

L. Grunmach, Über neue Methoden und Apparate zur Messung von Erderschütterungen kleinster Periode.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.




i
E, R₀
v
x=0
x
x=l
Fig. 1.
tg x
π
2π
3π
x
β₁
β₂
β₃
Fig. 2.
E, R₀
K
x=0
x=l
Fig. 3.
tg β
π
2π
3π
β
Fig. 4.
i
K
v_K
E, R₀
E
v
x=0
x=l
Fig. 5.
Die Funktion f(β) = 2δβ / (δ²β² − 1)
f(β)
βδ=−1
0
βδ=+1
β
arctg 2δ
Fig. 6.
E, R₀
L₀
x=0
x=l
Fig. 7.
F(β)
β
arctg α
Die Funktion F(β) = β (√β² − α)/(1 + α √β⁴)
Fig. 8.
γ>γ₀
γβ³
γ=γ₀
γ<γ₀
π
2π
Fig. 9.

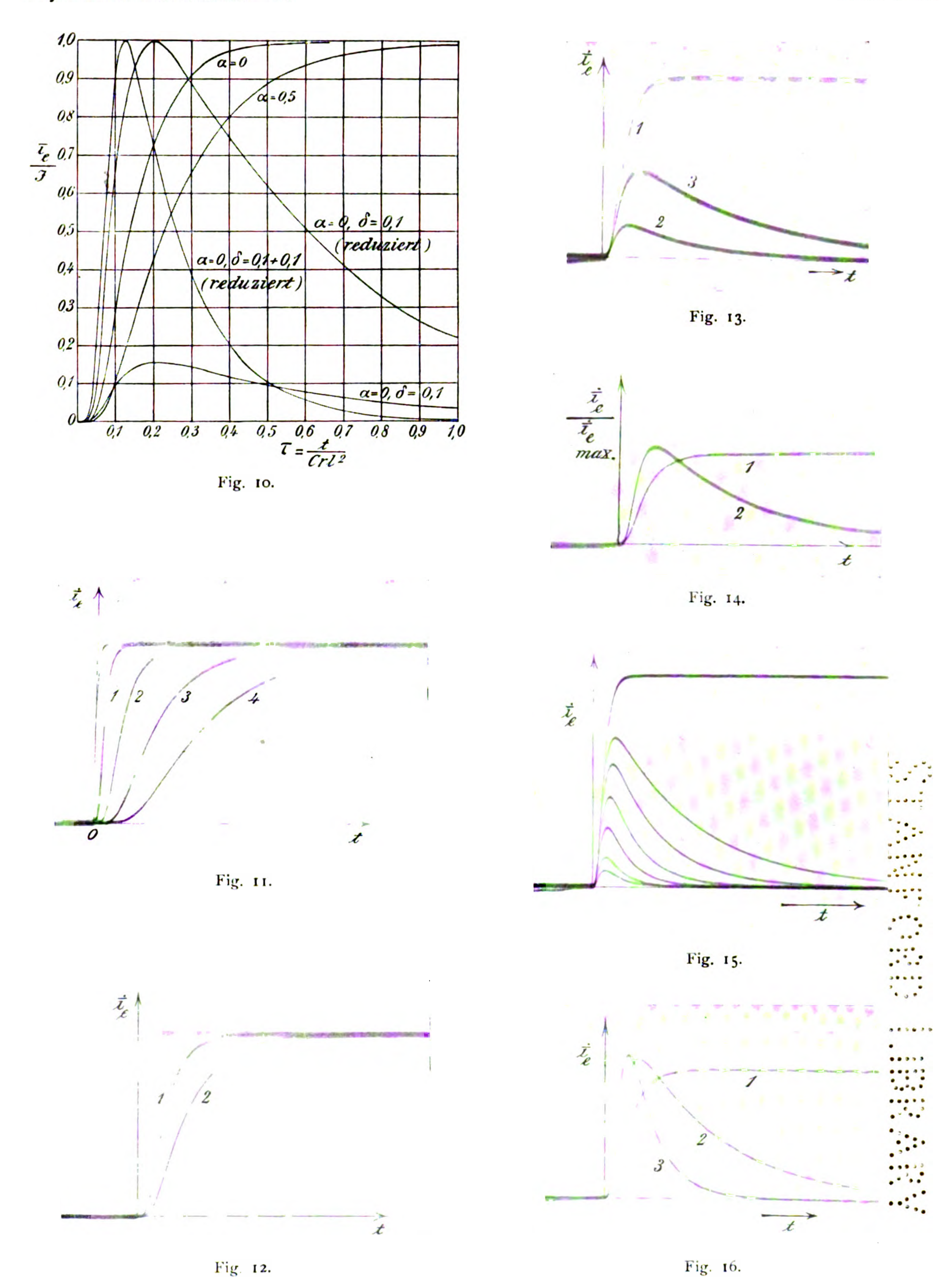


Fig. 10.

Fig. 11.

Fig. 12.

Fig. 13.

Fig. 14.

Fig. 15.

Fig. 16.

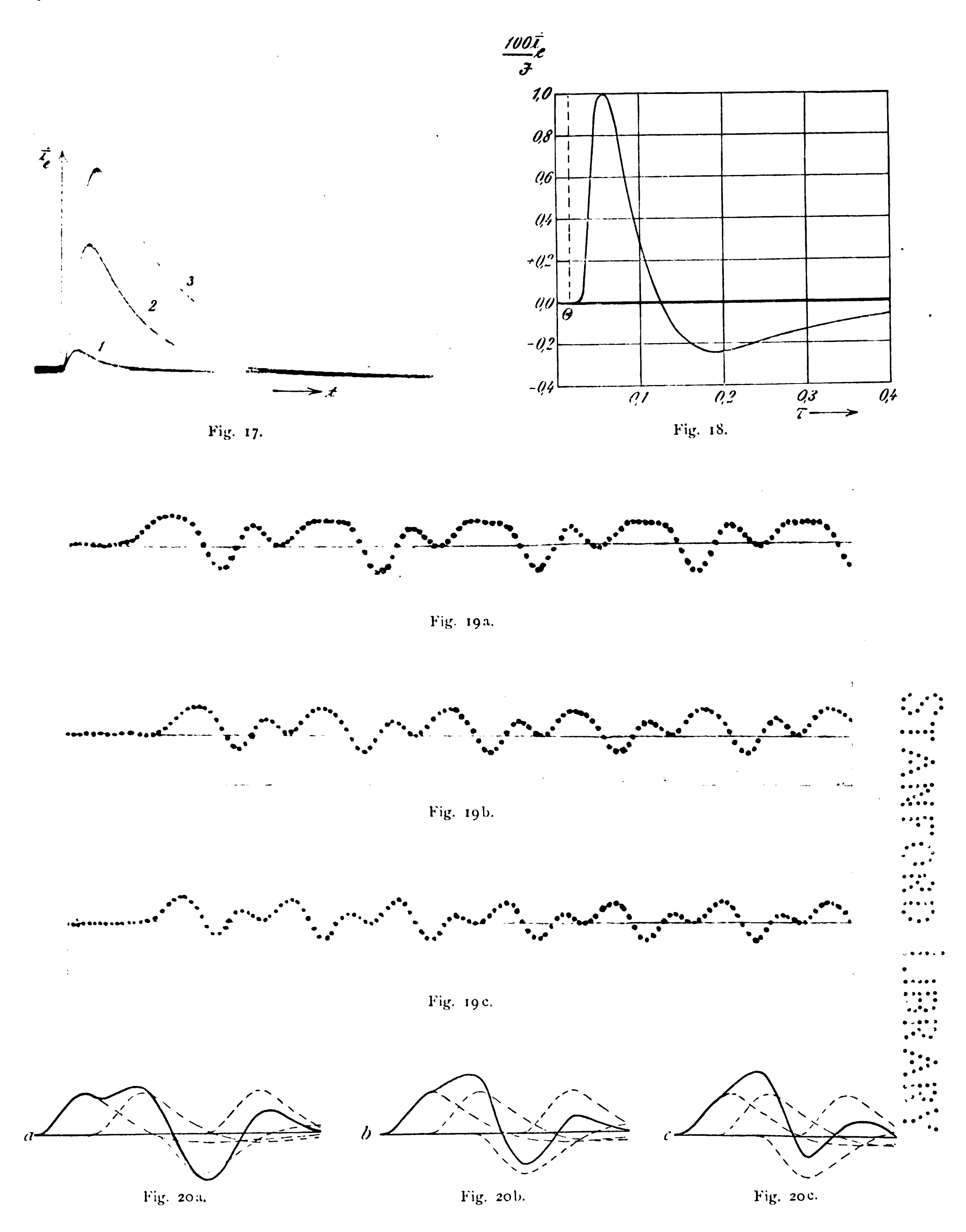


Fig. 17.

Fig. 18.

Fig. 19a.

Fig. 19b.

Fig. 19c.

Fig. 20a.

Fig. 20b.

Fig. 20c.

Karl Willy Wagner, Der Verlauf telegraphischer Zeichen in langen Kabeln.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.



Fig. 1.



Fig. 2.



Fig. 3.

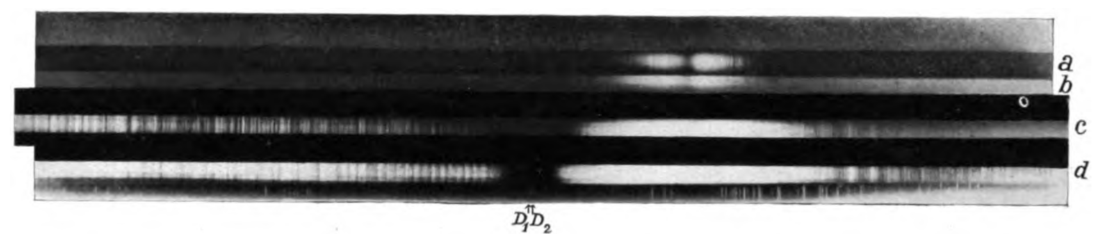


Fig. 4.

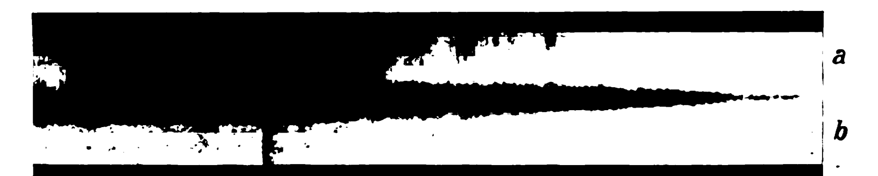


Fig. 5.

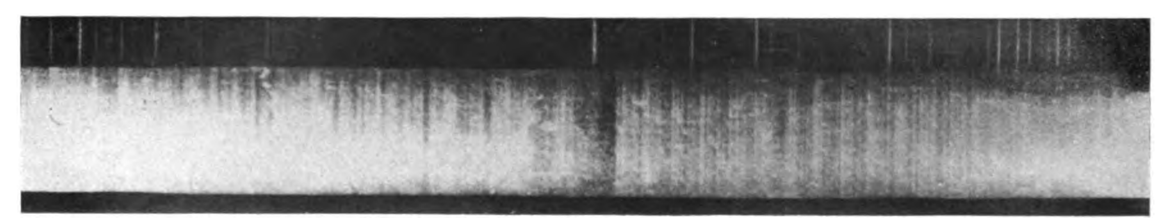
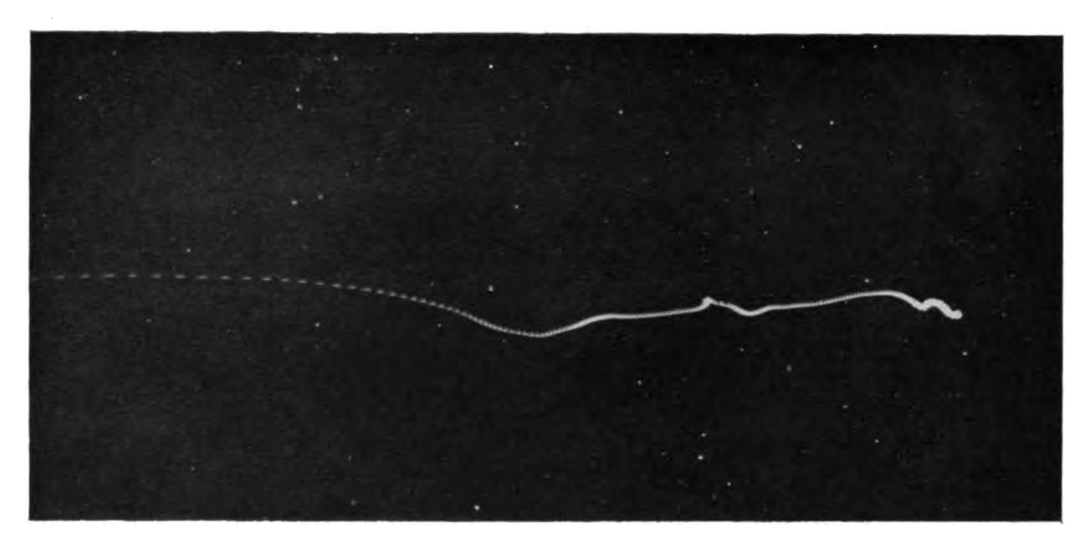


Fig. 6.



Fig. 7.

R. W. Wood, Absorption, Fluoreszenz und magnetische Drehung des Natriumdampfes im Ultraviolett. Verlag von S. Hirzel in Leipzig.



A. Schmauß, Perlschnurblitz.

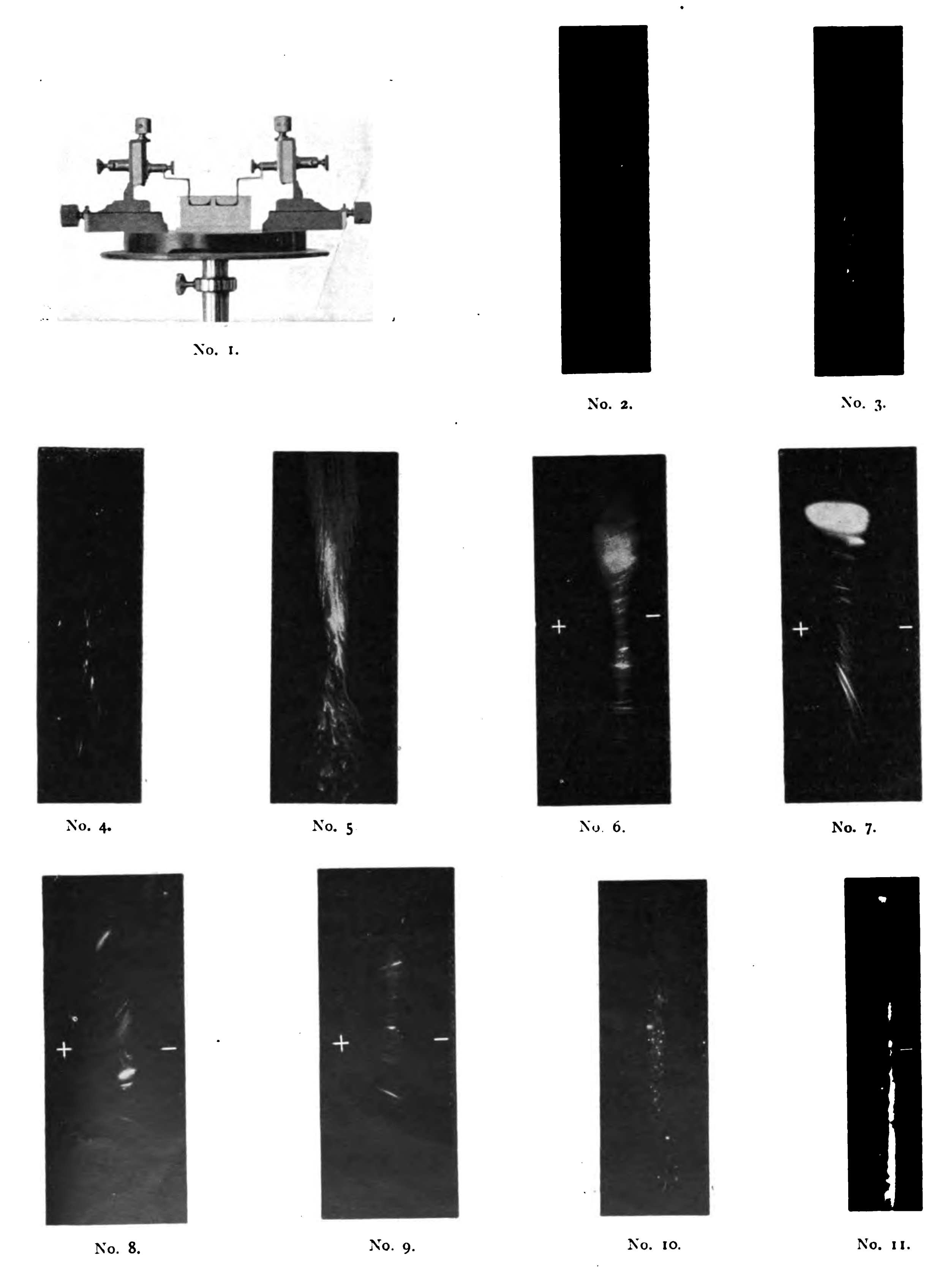
Verlag von S. Hirzel in Leipzig.



Fig. 1.



Fig. 2.



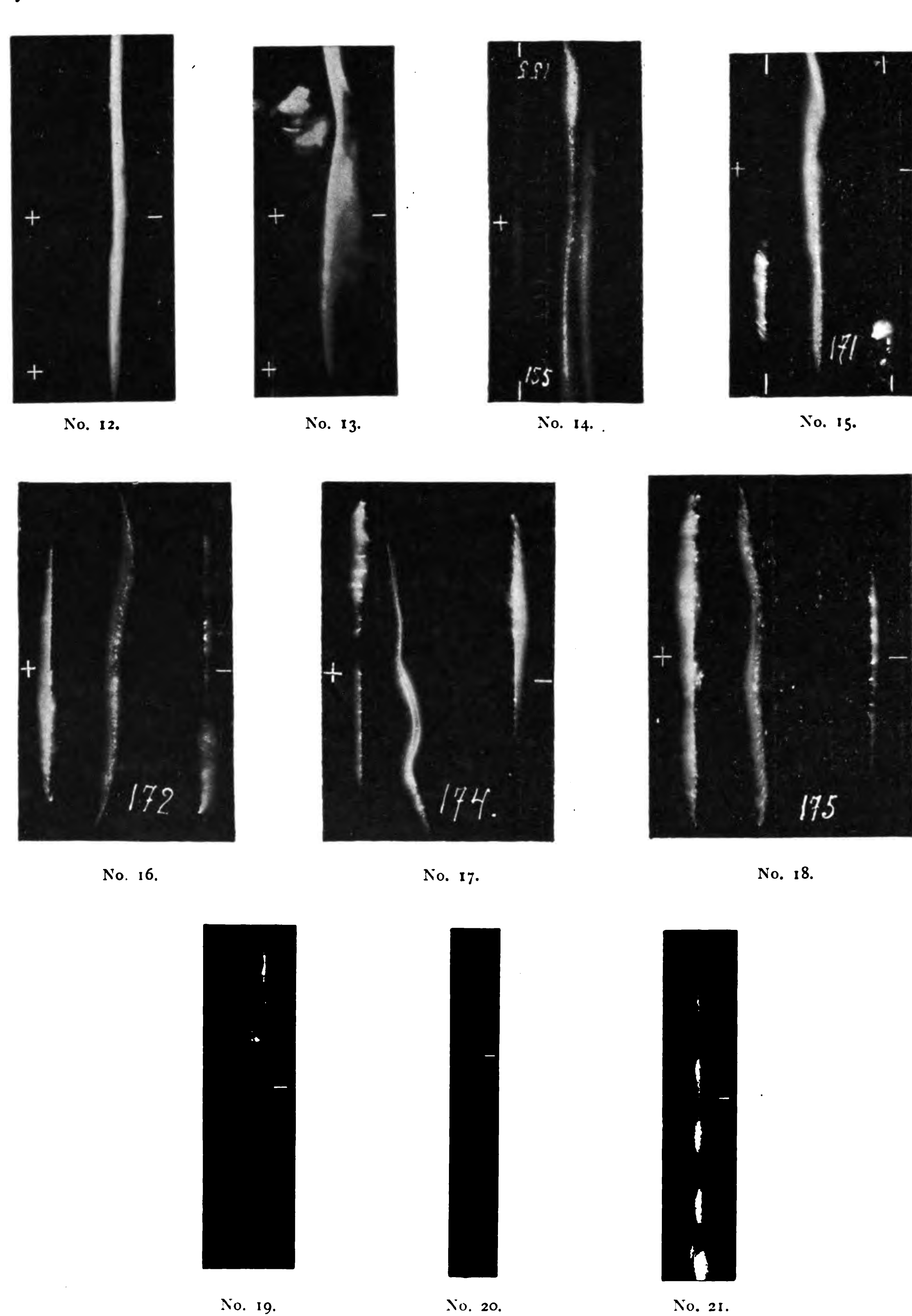
No. 1. No. 2. No. 3.

No. 4. No. 5. No. 6. No. 7.

No. 8. No. 9. No. 10. No. 11.

J. J. Kossonogow, Die Untersuchung der Elektrolyse mit dem Ultramikroskop.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.



No. 12. No. 13. No. 14. No. 15.

No. 16. No. 17. No. 18.

No. 19. No. 20. No. 21.

J. J. Kossonogow, Die Untersuchung der Elektrolyse mit dem Ultramikroskop.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

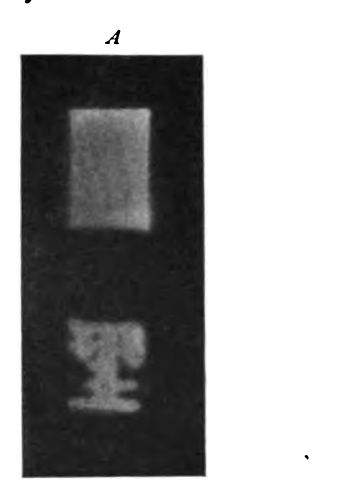




Fig. 1. *A.* Eine Fläche eines Stückes von Criptomeria japonica wurde mit Ausnahme der mittleren Partie angebrannt. Sie wurde in loser Berührung unter eine Platte gelegt, deren empfindliche Schicht abwärts gekehrt war. *B.* Magnolia hypleuca. Ein Teil einer Fläche wurde gebrannt, und auf den verbleibenden Teil wurde das Zeichen + eingebrannt. Lose Berührung; Platte oberhalb.

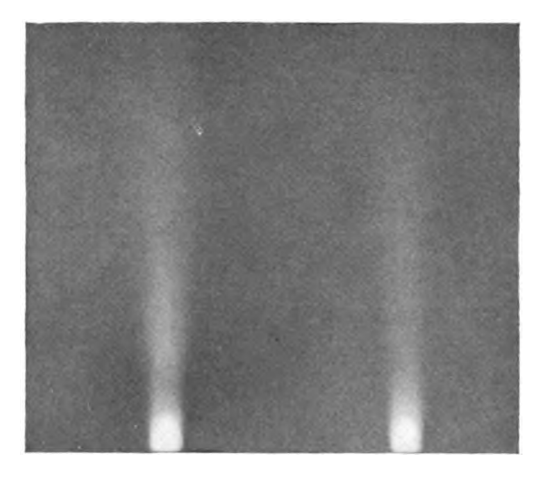


Fig. 2. Zwei schmale rechteckige gebrannte Flächen von Magnolia hypleuca in horizontaler Lage; eine Platte bildete einen Winkel von etwa 8° mit der Horizontalebene und berührte mit der einen Kante die aktiven Flächen. Die Platte befand sich oberhalb der Flächen.



Fig. 3. Leichtes Holzkohlepulver, von einer gebrannten Fläche von Paulownia imperialis abgekratzt. Die aus Papier ausgeschnittenen Zeichen **K** und **I** wurden mit der empfindlichen Schicht einer Platte in Berührung gebracht, über die das Pulver ausgestreut wurde. Die senkrechten Striche von **K** und **I** waren aus zwei Papierlagen hergestellt. Die Platte lag unten.

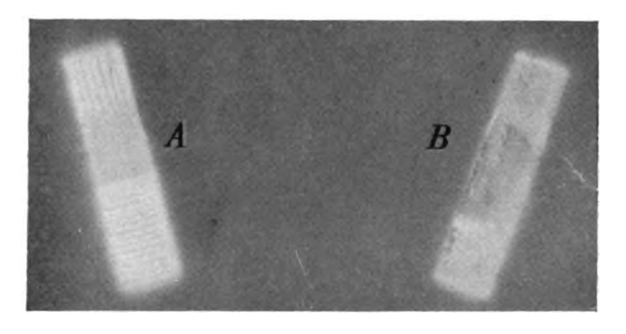


Fig. 4. Magnolia hypleuca. *A.* Striche auf einer gebrannten Fläche. *B.* Punkte am einen Ende; am andern Ende war die verkohlte Schicht mit einem Messer ausgekratzt worden, bis kein Pulver mehr zu erhalten war. Platte oberhalb; lose Berührung.

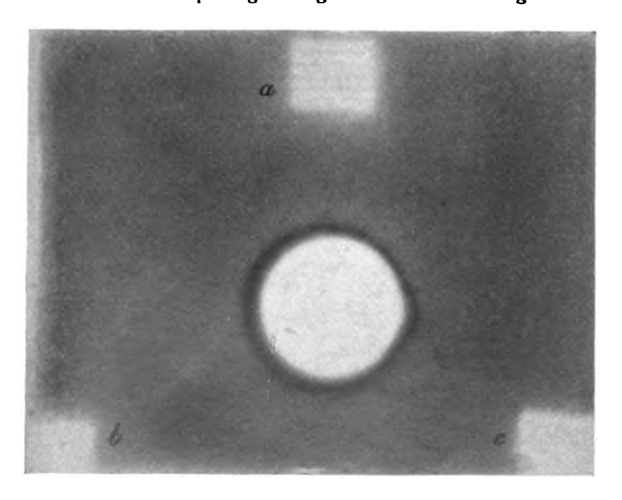


Fig. 7. Ein kleines Becherglas mit wässeriger Ammoniaklösung war in geringem Abstand unter eine Platte gestellt. Die Platte wurde von drei Stücken aus Criptomeria japonica getragen; *a*, *b*, *c* sind deren Bilder.

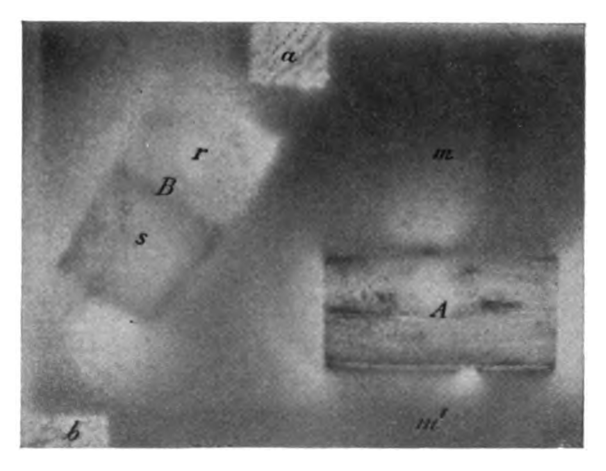


Fig. 8. Prunus pseudocerasus. *A.* Eine gebrannte Fläche in Berührung mit einer Platte in horizontaler Lage; eine der Stelle *m* zugekehrte Seitenfläche war angebrannt, während die der Stelle *m'* zugekehrte nicht angebrannt und mit der Borke bekleidet war. *B.* Fläche in kurzem Abstande von der Platte; die Stelle *s* entspricht einer gebrannten Fläche, *r* einer ungebrannten; die Seitenflächen sind ungebrannt, und die eine, *A* zugekehrte, besaß noch die Rinde. *a*, *b* sind die Bilder von Stücken aus Criptomeria japonica, die als Stütze dienten. Platte oberhalb.




SEP 2 9 1980
APR 3 0 1982
MAY 3 0 1982
MAY 1 1982
CAT. NO. 24 165
STANFORD UNIVERSITY LIBRARIES
STANFORD AUXILIARY LIBRARY
STANFORD, CALIFORNIA 94305-6004
(650) 723-9201
salcirc@sulmail.stanford.edu
All books are subject to recall.
DATE DUE
DEC 19 2001
MAY
2009
Digitized by Google